

**Einfluß von Form und Größe der Phasen auf das
Kriechverhalten des Al-CuAl₂-Eutektikums**

von

Robin Dirk Schmidt-Whitley

Erlangen 1972

1972 № 50 5

Einfluß von Form und Größe der Phasen auf das Kriechverhalten des Al-CuAl₂-Eutektikums

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt

von

Robin Dirk Schmidt-Whitley

Erlangen 1972



Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 29.5.1972

Tag der Promotion: 28.7.1972

Dekan:	Prof. Dr. O. Molerus
Berichterstatter:	Prof. Dr. B. Ilschner
	Prof. Dr. U. Zwicker

INHALTSVERZEICHNIS

I.	<u>Einleitung</u>	1
II.	<u>Experimentelle Methoden und Ergebnisse</u>	4
1.	Legierungswahl	4
2.	Material- und Probenherstellung	4
2.1.	Regellos lamellares Gefüge	4
2.2.	Gerichtet lamellares Gefüge	8
2.3.	Partikelförmiges Gefüge	12
2.4.	Eutektische Grenzphasen	14
3.	Verformungsapparaturen	14
4.	Kriechen des lamellaren Gefüges	15
4.1.	Spannungs- und Temperaturabhängigkeit	15
4.2.	Phasengrößeneinfluß	20
5.	Kriechen des partikelförmigen Gefüges	23
5.1.	Normaler Kriechbereich	23
5.2.	Superplastischer Kriechbereich	25
5.3.	Phasengrößeneinfluß	25
6.	Kriechen der eutektischen Grenzphasen	27
6.1.	Stationäre Versetzungsanordnung	30
6.2.	Aktivierungsenergie	32
III.	<u>Diskussion der Ergebnisse</u>	34
7.	Kriechen des lamellenverstärkten Eutektikums	34
7.1.	Einfluß eutektischer Korngrenzen	34
7.2.	Lamellenverstärkung und Bruchverhalten	37
8.	Kriechen des partikelverstärkten Eutektikums	42
8.1.	Auftreten von Superplastizität	42
8.2.	Mechanismus der superplastischen Verformung	44
8.3.	Verlauf des Spannungsexponenten	50
8.4.	Superplastische Übergangsspannung	55
8.5.	Partikelverstärkung und Bruchverhalten	57
IV.	<u>Zusammenfassung</u>	59
V.	<u>Anhang</u>	62
VI.	<u>Literaturverzeichnis</u>	67

Digitized by the Internet Archive
in 2026

I. Einleitung

(1) Zielsetzung

Die Verformungseigenschaften von mehrphasigen Aggregaten bei niedrigen Temperaturen sind Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen, u.a. im Zusammenhang mit Bestrebungen zur Erhöhung des Elastizitätsmoduls und zur Steigerung der Festigkeit und des Verschleißwiderstandes der Matrix [1]. Das Interesse am Warmverformungsverhalten hat dagegen erst in jüngster Zeit mit der Entdeckung der Superplastizität und der Anwendung von faserverstärkten Verbundwerkstoffen bei hohen Temperaturen zugenommen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, am Beispiel der binären eutektischen Legierung Al-CuAl_2 die Warmverformungseigenschaften eines zweiphasigen Aggregats zu untersuchen. Dabei soll der Einfluß der Größe der Phasenbestandteile auf das allgemeine Kriechverhalten und auf die Versetzungsstruktur für zwei verschiedene Gefügezustände (lamellar und partikelförmig) bestimmt werden. Aufbauend auf diesen Ergebnissen soll versucht werden, die Kriechverformung in Abhängigkeit von Gestalt und Dispersionsgrad der eingelagerten Phase zu erklären und Auswirkungen auf die Verwendung von Aggregatwerkstoffen bei hohen Temperaturen aufzuzeigen.

(2) Mechanisches Verhalten zweiphasiger Aggregate

Die Verstärkung einer Matrix durch Einlagerung von weniger verformbaren Teilchen ist ein vielseitig verwendetes Verfahren zur Steigerung der Festigkeit von Metallen. Entsprechend der Größe und dem Volumenanteil der eingelagerten Phase unterscheidet man verschiedene Werkstoffgruppen.

Dispersionsgehärtete und ausscheidungsgehärtete metallische Legierungen enthalten kleine Volumenanteile einer fein verteilten zweiten Phase, die meist aus gleichachsigen Teilchen mit einem charakteristischen Durchmesser zwischen 5 und 100 nm besteht. Jedes Teilchen ist dabei vollständig von einer Matrix mit einer einzigen Orientierung umgeben.

Eine angelegte Last wird praktisch nur von der Matrix getragen, die beobachtete Verstärkung beruht darauf, daß die Teilchen die Versetzungsbewegung in der Matrix behindern.

Wenn der Volumenanteil der eingelagerten Phase wächst und Ausdehnung und Abstand der Partikel $0,1 \mu\text{m}$ überschreiten, spricht man von einem Aggregat. Die Partikel der zweiten Phase sind von Matrixkörnern verschiedener Orientierungen umgeben. Die primäre Ursache der Aggregatverstärkung liegt darin, daß eine angelegte Last sowohl von der Matrix, als auch von den eingelagerten Partikeln getragen wird. Das mechanische Verhalten eines Aggregats ist nicht nur von dem Volumenanteil und den mechanischen Eigenschaften der einzelnen Phasen abhängig, sondern auch von der Struktur der Phasengrenze und vor allem von Größe, Gestalt und Verteilung der Partikel. Die Aggregateigenschaften ändern sich z.B. dann wesentlich, wenn die zweite Phase nicht in Form von gleichachsigen Partikeln in der Matrix vorliegt, sondern als parallele Fasern oder Lamellen.

Aggregate mit gleichachsigen Partikeln und mit orientierten Fasern bzw. Lamellen zeigen beide bei Unterschreitung eines Phasenabstandes von etwa $10 \mu\text{m}$ eine starke Größenabhängigkeit ihrer mechanischen Eigenschaften. Beim partikelförmigen Aggregat beobachtet man Superplastizität, d.h. in einem geeigneten Bereich der Temperatur und der Verformungsgeschwindigkeit besitzt das Material eine sehr hohe Duktilität. Im zweiten Fall liegt ein faserverstärkter Verbundwerkstoff vor, zusätzlich zur Verstärkung durch die gerichtete Phase tritt eine Verstärkung durch Behinderung der Versetzungsbewegung in der Matrix hinzu[1]. Solche feindispersen Gefüge lassen sich nur in eutektischen Systemen ohne erhebliche Schwierigkeiten herstellen: Bei einsinnig gerichteter Erstarrung bildet sich je nach dem Volumenverhältnis der eutektischen Phasen eine faserförmige oder eine lamellare Morphologie aus. Typische Phasenabstände liegen zwischen $0,2$ und $10 \mu\text{m}$ und sind damit wesentlich kleiner

als bei herkömmlichen faserverstärkten Verbundwerkstoffen. Nach einer Warmumformung entsteht aus dem gerichteten Gefüge ein gleichachsiges Gefüge, dessen Phasenbestandteile Durchmesser zwischen 0,5 und 20 μm besitzen.

Die Erscheinung der Superplastizität und die Abhängigkeit der superplastischen Verformung von der Phasengröße wird in einer Vielzahl von Arbeiten behandelt, vgl. [2], [3]. Die Experimente zeigen übereinstimmend, daß die superplastischen Eigenschaften bei fester Temperatur mit abnehmen der Phasengröße bis zu höheren Verformungsgeschwindigkeiten erhalten bleiben, eine befriedigende Erklärung dieser Erscheinung wurde bislang nicht gegeben. Eine geringere Einigkeit besteht über den Einfluß des Phasenabstandes auf das Kriechverhalten von gerichteten Verbundwerkstoffen. Für das Al-NiAl_3 -Eutektikum wurde ein Anstieg der Kriechfestigkeit mit abnehmendem Faserabstand gefunden [4], das Al-CuAl_2 - und das Al-PdAl_3 -Eutektikum zeigten dagegen keine erkennbare Abhängigkeit von der Lamellenbreite [4], [5]. Untersuchungsergebnisse an herkömmlichen Verbundwerkstoffen lagen nicht vor.

II. Experimentelle Methoden und Ergebnisse

1. Legierungswahl

Das zu untersuchende binäre Eutektikum sollte folgende Bedingungen erfüllen:

- (a) Die eutektische Temperatur und die Schmelztemperaturen der einzelnen Phasen durften nicht zu tief liegen, damit beim Abkühlen und Lagern des verformten Materials keine Erholung der Versetzungsstruktur stattfand.
- (b) Beide Phasen des Eutektikums mußten getrennt herstellbar sein, damit sie einzeln in die Untersuchung einbezogen werden konnten.
- (c) Durch ähnlich große Volumenanteile sollte die Untersuchung der Versetzungsstrukturen in beiden Phasen erleichtert werden.

Die Legierungswahl fiel unter Berücksichtigung dieser Punkte auf das bei 821 K lamellar erstarrende Al-CuAl₂-Eutektikum mit 33 Gew.% Cu. Die eutektischen Grenzphasen sind α -Aluminium und Θ -Phase CuAl₂, sie lassen sich beide aus der Schmelze herstellen. Nach dem Phasendiagramm [6] sind die relativen Volumenanteile praktisch gleich. Das α -Al ist kubisch-flächenzentriert und enthält maximal 5,7 Gew.% Cu in Lösung. Die Struktur des Θ ist tetragonal raumzentriert, es handelt sich um eine nicht-stöchiometrische Al-reiche CuAl₂-Verbindung, bei der statistisch einige Cu-Atome im Gitter fehlen.

2. Material- und Probenherstellung

2.1. Regellos lamellares Gefüge

Zur Erzeugung eines regellos lamellaren Gefüges wurden Legierungen der eutektischen Zusammensetzung aus Aluminium und Kupfer der Reinheit 99.999 % erschmolzen und in einem Bodengußofen bei 1050 K an Luft vergossen. Bei der eutektischen Erstarrung sind Lamellenabstand λ und Erstarrungs-

geschwindigkeit V durch die Beziehung

$$\lambda = A \cdot V^{-1/2} \quad (1)$$

verknüpft [7]. Der Lamellenabstand ist definiert als die Summe der Breiten zweier aneinandergrenzender Lamellen: $\lambda = \lambda_{\alpha} + \lambda_{\beta}$. Durch unterschiedliches Kokillen- und Wärmedämmungsmaterial ließ sich die Wärmeabfuhr aus der Schmelze und damit die Erstarrungsgeschwindigkeit variieren.

Um bei langsamer Abkühlung lunkerfreies Material zu erhalten, hatten die Kokillen die Form eines Zylinders mit einem aufgesetzten Trichter. Mit den in Tabelle 1 angegebenen Materialkombinationen wurden zylindrische Gußblöcke (Gußmenge ca. 250 g) mit radial zur Mittelachse verlaufenden Stengelkristallen und mit Lamellenabständen λ zwischen 0,4 und 3,3 μm hergestellt.

Kokillenmaterial	Wärmedämmung	Gußgefüge	Kristall- ϕ in mm	λ in μm
Fe	Cu	Stengelkristalle	0,09	0,4
Fe	Luft	"	0,15	1,2
Fe	Sand (300 K)	"	0,17	1,75
Fe	Sand (770 K)	"	0,23	3,3
Cu	Cu	Globulitkristalle	0,1	0,4

Tabelle 1: Herstellung des regellos lamellaren Materials.

Da sich Stengelkristalle parallel zur Richtung der Wärmeabfuhr bilden, lag die Wachstumsrichtung der Lamellen in der Längsachse der Stengel. In den einzelnen Gußkörnern waren aber die parallelen Lamellenebenen um einen regellos sich ändernden Winkel um die Stengelachse verdreht. Ein typisches Schliffbild (Ätzlösung 1g NaOH auf 100 ml H_2O bei 345 K) ist in Abb. 1 zu sehen. Bei Gußblöcken mit größerem Lamellenabstand teilten sich die Stengelkristalle in eutektische Kolonien auf. In den Kolonien wuchsen die Lamellen nicht mehr parallel, sondern strebten garbenartig in Richtung der

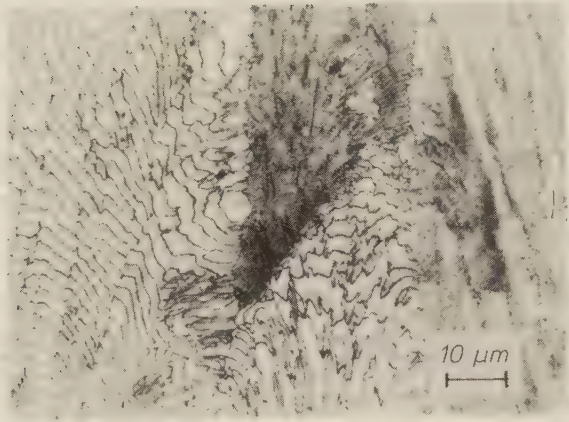


Abb. 1: Stengelkristallines Al-CuAl₂-Eutektikum mit unterschiedlich orientierten Lamellen.

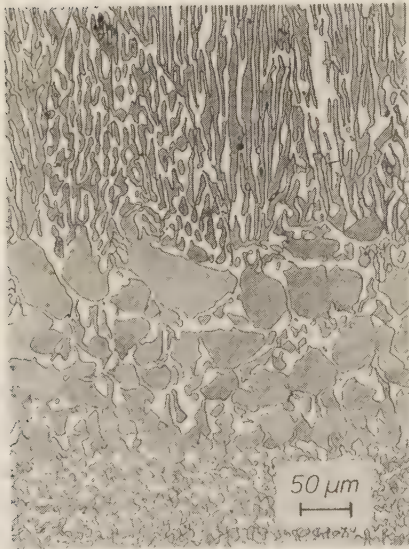


Abb. 2:
Übergangsgebiet an der ursprünglichen Grenzfläche fest/flüssig. Partikelförmiges Ausgangsmaterial unten, gerichtete Lamellenstruktur oben. CuAl₂-Phase dunkel geätzt.

Koloniegrenzen auseinander, wobei sie sich verbreiterten. Kolonien entstehen dann, wenn infolge von Verunreinigungen konstitutionelle Unterkühlung der Schmelze und damit eine zelluläre Erstarrungsfläche auftritt. Wie Tiller et.al. gezeigt haben [8], ist dies dann der Fall, wenn das Verhältnis aus Temperaturgradient G der Schmelze an der Erstarrungsfront und Erstarrungsgeschwindigkeit V kleiner als ein kritischer Wert wird, der von der Verunreinigungskonzentration c_v abhängt:

$$G/V \leq \text{const} \cdot c_v. \quad (2)$$

Bei der gegebenen Reinheit des Ausgangsmaterials, dem nicht direkt kontrollierbaren Erstarrungsmodus und unter Berücksichtigung der Beziehung (1) war es nicht möglich, koloniefreies Material mit Lamellenbreiten größer als ca. $1,8 \mu\text{m}$ zu gießen.

In der Absicht, die Rolle des Gußgefüges bei der Kriechverformung vom Einfluß des Dispersionsgrades zu trennen, wurde auch ein globulitkristalliner Gefügezustand realisiert, s. Tabelle 1. Im globulitkristallinen Eutektikum waren die eutektischen Körner gleichachsiger ausgebildet, die Lamellenverkipfung war ähnlich regellos wie beim stengelkristallinen Material. Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die beim Al-CuAl_2 auftretenden Strukturen.

Aus den zylindrischen Gußblöcken ließen sich je vier symmetrisch zur Mittelachse liegende Zugproben heraustrennen (Meßlänge 20 mm, Durchmesser 4 mm, M6 Gewindeköpfe). In den stengelkristallinen Zugproben lagen die Stengelkristalle parallel zueinander und senkrecht zur Probenachse. In globulitkristallinen Proben gab es keine Vorzugsrichtung der Kristallform.

	Lamellares Eutektikum	Partikelförmiges Eutektikum
Makro- gefüge	Eutektische Körner (stengelförmige oder globulitförmige Gußkristalle)	-
	↓ Eutektische Kolonien (wenn $G/V \leq \text{const} \cdot c_v$)	-
	↓ Eutektische Subkörner (Wachstumseffekt)	-
Mikro- gefüge	↓ α - und θ -Phase (parallele Lamellen)	α - und θ -Phase (gleichachsige Partikel)
	↓ Subzellen (Verformungsstruktur)	↓ Subzellen (Verformungsstruktur)

Tabelle 2: Makro- und Mikrostruktur des Eutektikums.

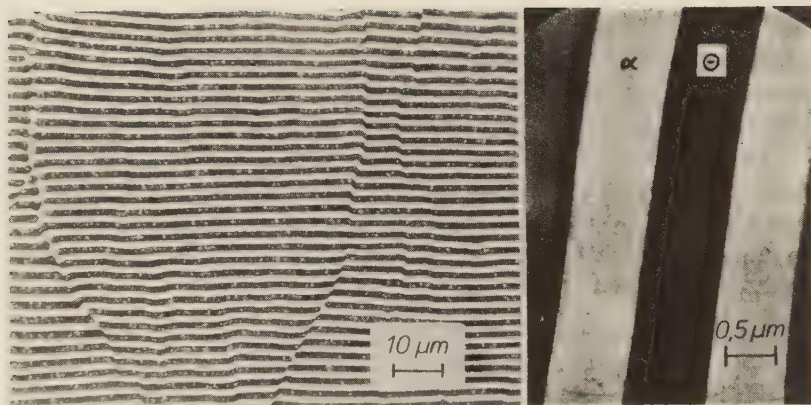
2.2. Gerichtet lamellares Gefüge

Durch kontrollierte Abkühlung in einem Temperaturgradienten kann man erreichen, daß die eutektischen Phasen senkrecht zu einer ebenen Erstarrungsfläche und infolgedessen parallel zueinander wachsen [9]. Rundstangen aus stranggepreßtem eutektischen Material von der Firma VAW AG (Werksanalyse: Cu 32,48 Gew.%; Fe 0,0016 Gew.%; Si 0,0016 Gew.%; Rest Al) wurden in einseitig geschlossenen Al_2O_3 -Röhrchen eingepaßt und in einen Ofen gehängt. Das geschlossene Rohr-ende war von einer wassergekühlten Cu-Manschette umgeben, die im unteren Drittel des Ofens befestigt war. Nachdem der Ofen auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt und das Temperaturgleichgewicht erreicht worden war, wurden die Röhrchen

bei Geschwindigkeiten zwischen 3,87 und 38,16 cm/h abgesenkt. Die Erstarrungsfront befand sich oberhalb der Cu-Manschette, so daß eine Wärmeabfuhr in Absenkrichtung gewährleistet war. Der Temperaturgradient vor der Erstarrungsfront konnte durch Ofentemperatur, Kühlwasserdurchfluß und Lage der Kühlmanschette verändert werden. Aus Abb. 2 ist das Übergangsgebiet zwischen gleichachsigem Ausgangsmaterial und gerichteter Struktur ersichtlich, einen Querschliff sieht man in Abb. 3a.

Zur Bestimmung der in den einzelnen Phasen auftretenden Versetzungsstrukturen wurden elektronenmikroskopische Transmissionsaufnahmen gemacht (Siemens Elmiskop I, Beschleunigungsspannung 100 kV). Die zu untersuchenden Proben wurden in dünne Scheiben geschnitten und zunächst mechanisch auf 0,2 mm Dicke heruntergeschliffen. Anschließend wurden sie bei Raumtemperatur in einer Lösung aus 65 %iger HNO_3 und CH_3OH im Verhältnis 1:4 in einer automatischen Dünnungsapparatur der Firma Fischione poliert, bis die erste Perforation erschien. Im Randgebiet der Perforation waren beide Phasen durchstrahlbar, die Bestimmung der Phasen geschah durch Feinbereichsbeugung. Die einzige sichtbare Versetzungsstruktur in den unverformten Proben bestand aus regellos verteilten Versetzungen in der α -Phase entlang den Interphasengrenzen, Abb. 3b.

In erster Näherung liegen in einem eutektischen Korn zwei sich durchdringende Einkristalle vor, jede Phase bildet für sich einen topologisch komplexen Körper zusammenhängender Lamellen mit vielen Verzweigungen und Schnittlinien. Einen Überblick über die kristallographischen Verhältnisse im System Al-CuAl_2 findet man in [10]. In der teilkohärenten lamellaren Grenzfläche liegen im Mittel $\{111\}_{\text{Al}}$ und $(2\bar{1}1)_{\text{CuAl}_2}$ sowie $\langle 110 \rangle_{\text{Al}}$ und $[210]_{\text{CuAl}_2}$ parallel zueinander. Die Wachstumsrichtung ist parallel $\langle 211 \rangle_{\text{Al}}$. Die im einzelnen eutektischen Korn vorliegenden Orientierungsverhältnisse können mehrere Grad von diesem Zusammenhang abweichen, da die regelmäßige lamellare Struktur von



(a)

(b)

Abb. 3: Gerichtet erstarrtes Eutektikum, $V < 4$ cm/h.

(a) Typischer Querschliff mit lamellaren Abbrüchen und Fehlanpassungslinien, (b) Durchstrahlungsaufnahme.

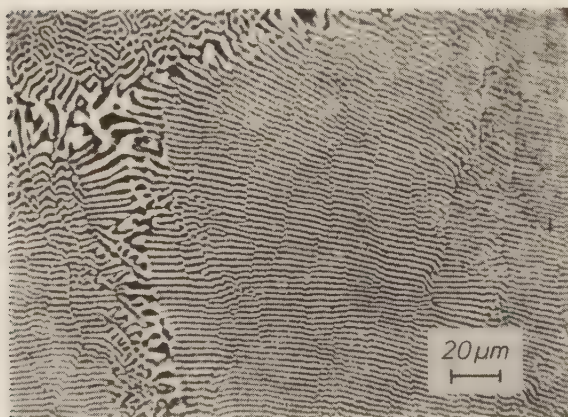


Abb. 4: Gerichtet erstarrtes Eutektikum, $V > 4$ cm/h.
Vergrößerte Lamellenstruktur an Koloniegrenzen.

zwei charakteristischen eutektischen Fehlern (Fehlanspassungslinien und lamellaren Abbrüchen) gestört wird. Fehlanspassungslinien begrenzen eingewachsene eutektische Subkörner, die sich 50 - 500 μm in Wachstumsrichtung erstrecken und einen Querschnitt von 20 - 50 μm besitzen, vgl. Tabelle 2. Lamellare Abbrüche entstehen bei der Änderung des Lamellenabstandes als Folge von lokalen Wachstumsschwankungen.

Bei den meisten Erstarrungsversuchen betrug $G \sim 130 \text{ K/cm}$. In Stangen, die mit Geschwindigkeiten $V > 4 \text{ cm/h}$ gerichtet erstarrt wurden, traten wegen des niedrigen G/V -Verhältnisses einige eutektische Kolonien auf, Abb. 4. Um diesen Effekt zu verringern, wurde bei einem Teil der Versuche der Temperaturgradient auf ca. 160 K/cm erhöht (Werte für G nach [11] extrapoliert). Die benutzten Erstarrungsgeschwindigkeiten und die resultierenden Lamellenbreiten sind in Tabelle 3 aufgeführt. Übereinstimmend mit [12] wurde die

Erstarrungs- geschwindigkeit V in cm/h	Lamellenbreite λ in μm	Kolonie- durchmesser D in mm
38,16	0,97	0,13
10,44	1,61	0,46
3,87	2,46	-

Tabelle 3: Gerichtet lamellares Material

in Gl. (1) definierte Proportionalitätskonstante Λ zu $5,15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{3/2} \text{ h}^{-1/2}$ bestimmt. Die gerichtet erstarrten Stangen waren polykristallin mit etwa 2-4 Körnern pro Querschnitt (ca. 44 mm^2), in Längsrichtung erstreckten sich die Körner über mehrere cm. Von den 25 cm langen Stangen mußten die Endstücke abgetrennt werden, da dort infolge von Übergangseffekten keine rein lamellare Struktur vorlag. Aus dem Rest konnten drei bis vier Zugproben gedreht werden. Die eutektischen Körner, eutektischen Subkörner und Lamellen waren alle in Richtung der Probenachse ausgebildet.

2.3. Partikelförmiges Gefüge

In eutektischen Preßstangen der in Abschnitt 2.2 angegebenen Zusammensetzung war die Θ -Phase in einer Matrix aus α -Al eingebettet, s. Abb. 2 und 5. Eine Ätzung des Gefüges auf Korngrenzen zeigte, daß die beiden Phasen α und Θ als gleichachsige Partikel der Größe $L_0 \sim 2 \mu\text{m}$ vorlagen (der Kontiguitätsgrad war relativ groß). Jedes Partikel war eine getrennte Kristalleinheit, eine übergeordnete Kornstruktur (eutektisches Korn) existierte nicht, vgl. Tabelle 2.

Das stranggepreßte Eutektikum wurde bis zu 2000 h bei 813 K ($0,99 T_m$) geglüht, Abb. 5, und das Teilchenwachstum für beide Phasen getrennt ausgewertet [13]. Der Heyne'sche Korndurchmesser L_Θ der Θ -Phase war um einen konstanten Faktor $\phi = 1,2$ größer als derjenige der α -Phase L_α (im folgenden L genannt): $L_\Theta = \phi L$. Für Zeiten über 100 h ($L(t) \gg L_0$) wurde die Zeitabhängigkeit der Vergrößerung durch eine Beziehung der Form

$$L = L_0 + Bt^{1/N} \quad (3)$$

gegeben, Abb. 6. Für kleine Volumenanteile sphärischer Teilchen erwartet man nach Wagner [14] einen Zeitexponenten N von 2 oder 3, je nachdem ob der geschwindigkeitsbestimmende Schritt des Materialtransports Übertritt einer Atomart über die Phasengrenze oder Diffusion durch die Matrix ist. Beim partikelförmigen Al-CuAl₂-Eutektikum war wie bei früheren Messungen am Pb-Sb-Eutektikum [15] der Zeitexponent als Folge der sich überlappenden Diffusionsbereiche größer als die beiden theoretischen Möglichkeiten, nämlich für beide Phasenbestandteile $N \sim 3,8$. Ähnliche Vergrößerungsversuche an regellos lamellaren Gußblöcken lieferten vergrößerte Lamellen, deren mittlerer Abstand $\bar{\lambda}$ durch

$$\bar{\lambda} = \lambda_0 + B't^{1/N'} \quad (3a)$$

mit $N' \sim 4$ gegeben war. Dieser Wert liegt im Bereich der am gleichen Material von Graham und Kraft gefundenen Exponenten,

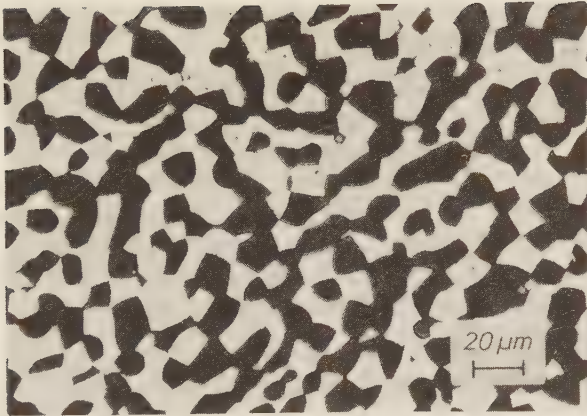


Abb. 5: Partikelförmiges Eutektikum nach einer Langzeitglühung.

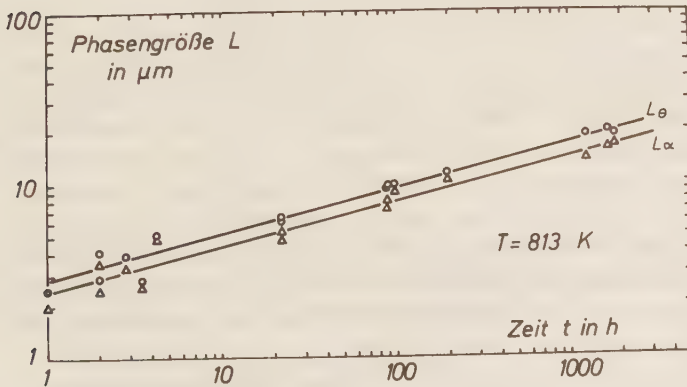


Abb. 6: Vergrößerung des partikelförmigen Gefüges bei 813 K.

die zwischen 3,2 und 4,4 streuten [16] .

2.4. Eutektische Grenzphasen

Aus Aluminium und Kupfer der Reinheit 99,999 % wurden α -Al Mischkristalle mit nominal 0,1, 0,6 und 1,0 Gew.% Cu hergestellt. Die naßchemische Analyse* ergab Cu-Gehalte von durchschnittlich 0,135, 0,625 und 1,08 Gew.%. Die Legierungen wurden 10 % kaltgewalzt, bei 773 K für 30 min gegläht und an Luft abgekühlt, um ein grobes rekristallisiertes Korn zu bekommen (Korndurchmesser ca. 2 mm). Aus den so erhaltenen Stäben wurden Zugproben gedreht.

Die reine intermetallische Phase CuAl_2 (ca. 53,5 Gew.% Cu) wurde aus der eutektischen Vorlegierung durch Zugabe von Cu erschmolzen. Die bei Raumtemperatur spröde Verbindung war auch nach einer sehr langsamen Ofenabkühlung nicht ganz frei von Mikrorissen. Aus diesem Material wurden Druckproben hergestellt (Höhe 6 mm, Durchmesser 4,25 mm).

3. Verformungsapparaturen

Für Kriechzugversuche bei konstanter Last wurde eine umgerüstete Apparatur der Firma Instron verwendet, mit der es möglich war, Kriechproben unter Last rasch abzukühlen und damit die Versetzungsstruktur einzufrieren. Eine genaue Beschreibung wurde von Fuchs abgegeben [17] . Die Längenänderung wurde durch ein Gestänge direkt neben den Probenköpfen abgenommen und über einen induktiven Wegegeber (linearer Bereich ± 15 mm, Empfindlichkeit 0,24 mV/ μm) auf einen Kompensationsschreiber kontinuierlich registriert. Zur Erzielung einer hohen Auflösung wurde bei kleinen Meßbereichen das Verfahren der wiederholten Nullpunktsunterdrückung angewandt. Der Fehler in der Messung der Längenänderung betrug $\pm 10^{-3}$. Der Ofen wies eine Temperaturkonstanz von ± 1 K auf, der Temperaturgradient über die Probenlänge war kleiner

* Diese Analyse wurde freundlicherweise vom Leichtmetall-Forschungsinstitut der Firma VAW AG durchgeführt, wofür ich Herrn Dr. G. Ibe vielmals danken möchte.

als 0,2 K/mm.

Kriechversuche am CuAl_2 wurden in einer Druckapparatur [18] mit ähnlichen Eigenschaften wie die Kriechzugapparatur durchgeführt.

Für dynamische Zugversuche stand eine kommerzielle 10 kN[†]-Zugprüfmaschine der Firma Zwick zur Verfügung.

4. Kriechen des lamellaren Gefüges

4.1. Spannungs- und Temperaturabhängigkeit

Das Kriechverhalten des regellos und des gerichtet lamellaren Eutektikums wurde im Temperaturbereich 523 - 703 K und im Spannungsbereich 10 - 100 MN/m² untersucht.

(1) Spannungsabhängigkeit der Kriechverformung

Stengelkristalline regellos lamellare Proben zeigten im Kriechversuch ein inhomogenes Verformungsverhalten (Auswertung der Kriechkurven s. Anhang 1). Bereits nach Dehnungen von 0,01 - 0,02 war eine minimale Kriechgeschwindigkeit erreicht. Die Verformung konzentrierte sich in wenigen Bändern, die um ca. 45° zur Zugachse geneigt waren. Auf den Übergangsbereich folgte ein quasistationäres Kriechen. Nach Verformungen von 0,07 - 0,10 schnürten sich die Proben elliptisch ein und erreichten Bruchdehnungen von 0,10 - 0,15, Abb. 7. Die Auswertung der Verformungskurven nach einem Potenzansatz

$$\dot{\epsilon}_s = f_i(T, \lambda) \sigma^n \quad (4)$$

für die stationäre Verformungsgeschwindigkeit lieferte für $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ und bei 523 K und einer mittleren Spannung von 60,2 MN/m² einen Spannungswechselexponenten

$$n = (\partial \log \dot{\epsilon} / \partial \log \sigma)_{T, \lambda} \quad (4a)$$

zwischen 4 und 5 (Auswertemethode s. Anhang 1).

[†] In dieser Arbeit werden alle physikalischen Größen in S.I.-Einheiten angegeben. Es gelten insbesondere die Umrechnungen

1 Å = 0,1 nm; 1 N = 0,102 kp; 1 MN/m² = 0,102 kp/mm²;

1 kJ/mol = 0,239 kcal/mol.

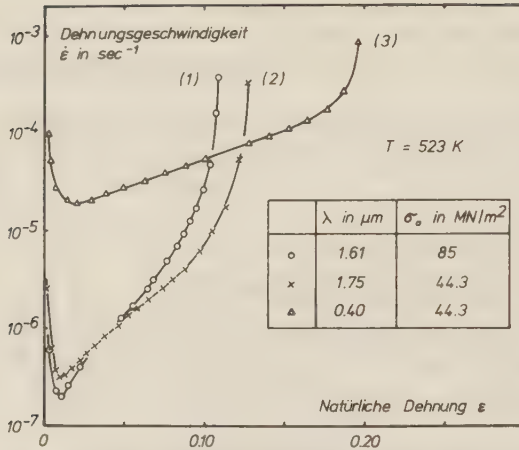


Abb. 7: Einfluß der Erstarrungsbedingungen auf die Kriechverformung: Gefügestand gerichtet lamellar (1); regellos lamellar, stengelkristallin (2); bzw. globulitkristallin (3).

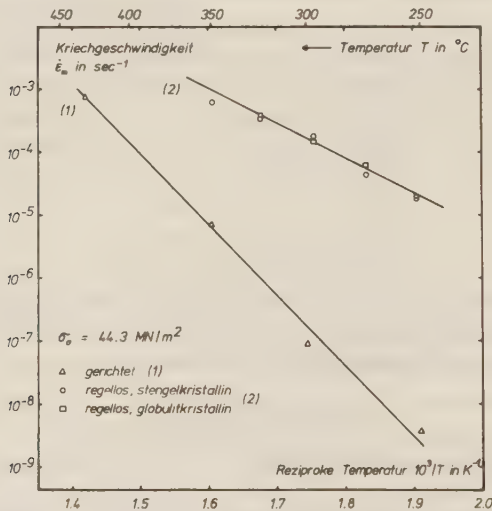


Abb. 8: Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_m$: Gefüge gerichtet lamellar, $\lambda = 2,46 \mu\text{m}$ (1); regellos lamellar, $\lambda = 0,4 \mu\text{m}$ (2).

Die Kriechkurven globulitkristalliner regellos lamellarer Proben zeigten ein langes Übergangskriechen. Nach Dehnungen von 0,05 - 0,10 trat ein stationärer Bereich auf, vgl. Abb. 7. Wie beim Material mit stengelförmigen Gußkristallen hatten sich zunächst Verformungsbänder ausgebildet, die anschließende Verformung war aber wesentlich gleichmäßiger über die Meßlänge verteilt. Die Bruchdehnung nahm mit abnehmender Spannung zu und erreichte z.B. bei 523 K und $33,9 \text{ MN/m}^2$ einen Wert über 0,7. Bei 573 K und zwischen $14,3$ und $25,5 \text{ MN/m}^2$ betrug der Spannungswechselexponent ca. 3.

Gerichtet erstarrte lamellare Proben verformten sich praktisch nur in der Bruchzone. Wie beim stengelkristallinen Material wurde die Kriechgeschwindigkeit nach Dehnungen von 0,01 - 0,02 minimal, um in einem quasistationären Bereich wieder schnell anzusteigen. Bruchdehnungen lagen ebenfalls zwischen 0,1 und 0,15 (Abb. 7). Aus der Steigung des $\log \dot{\epsilon} / \log \sigma$ -Graphen wurde nach Gl. (4a) ein Spannungs exponent von ca. 6 ermittelt.

(2) Temperatureinfluß auf die Kriechverformung

Stengelkristalline Proben zeigten keine besondere Temperaturabhängigkeit der Bruchdehnung. Proben des gerichtet erstarrten Eutektikums neigten mit steigender Temperatur zunehmend zur Abscherung und zu Verformung auch außerhalb der Meßlänge.

Ausgehend von einem Arrhenius-Ansatz für die stationäre Kriechgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon}_s = f_2(\sigma, \lambda) \exp(-Q/RT) \quad (5)$$

wurde die Aktivierungsenergie des Kriechprozesses

$$Q = -R \left[\partial \ln \dot{\epsilon}_s / \partial (1/T) \right]_{\sigma, \lambda} \quad (6)$$

aus Kriechkurven bei verschiedenen Temperaturen und konstanter Spannung und Lamellenbreite bestimmt, Abb. 8. Wegen des fehlenden stationären Bereichs wurde die Temperaturabhängig-

keit der minimalen Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_m$ ausgewertet. Das Kriechen des Eutektikums mit stengelförmigen bzw. globulitförmigen Gußkristallen war zwischen 523 und 623 K durch eine Aktivierungsenergie von 108 ± 10 bzw. 109 ± 10 kJ/mol charakterisiert. Für das gerichtet erstarrte Eutektikum wurde im Temperaturbereich 573 - 700 K eine Aktivierungsenergie von 218 ± 15 kJ/mol gemessen.

(3) Strukturelle Änderungen

Die lichtmikroskopische Untersuchung des stengelkristallinen Materials zeigte im Einschnürungsgebiet stark verformte und praktisch unverformte Körner in unmittelbarer Nachbarschaft zueinander. Alle Körner hatten ihre ursprüngliche Richtung senkrecht zur Probenachse beibehalten. Im verformten Gebiet lagen die Θ -Lamellen teilweise sphäroidisiert in einer α -Matrix vor. Die Vergrößerung nahm erst oberhalb von 670 K stärker zu. Häufig wurden Kinken (sägezahnförmige Aufbiegungen ganzer Lamellenabschnitte) beobachtet. Stufen an der Probenoberfläche fielen mit Stengelkorngrenzen zusammen. Alle diese Beobachtungen galten unabhängig von der Lamellenbreite.

In stark gedehnten Proben des globulitkristallinen Eutektikums war schon bei 523 K der größte Teil der Θ -Lamellen sphäroidisiert. Das verformte Gefüge hatte eine starke Ähnlichkeit mit dem Gefüge stranggepreßter oder warmgewalzter Proben. Der Durchmesser der Θ -Partikel lag um 2 μm .

Die Θ -Lamellen im gerichtet erstarrten Eutektikum waren in unmittelbarer Nähe des Bruchs häufig senkrecht zur Zugrichtung gespalten. Die entstandenen Hohlräume waren teilweise durch α -Al wieder aufgefüllt worden, Abb. 9. An gerissenen Θ -Lamellen in der Bruchoberfläche haftete immer eine abgescherte Schicht von α -Al. Aufnahmen mit dem Raster-Elektronenmikroskop zeigten eine deutliche Trennung der Bruchfläche in eine duktile und eine spröde gebrochene Zone, Abb. 10. Der Beitrag der Phasenbestandteile zur Verformung konnte nicht aus dem Bruchbild entnommen werden, da

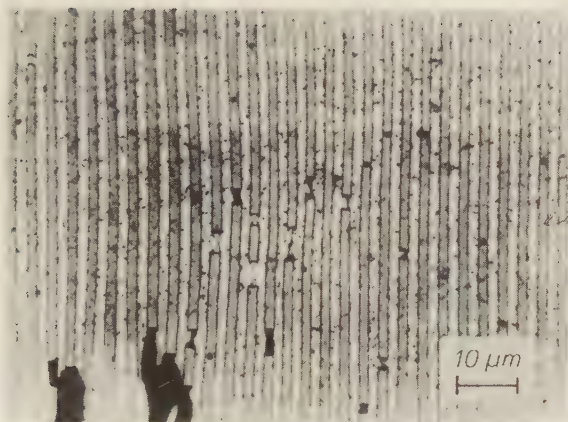
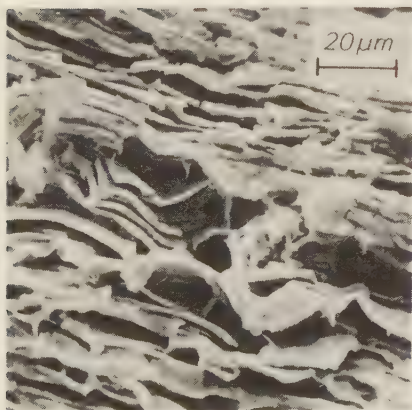


Abb. 9: Gerichtet erstarrtes Gefüge nach Kriechverformung,
Risse in θ -Phase senkrecht zur Zugrichtung
($\lambda = 2,46 \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$, $T = 623 \text{ K}$).



(a)



(b)

Abb. 10: Gerichtet erstarrte Kriechprobe: (a) duktile Bruch-
zone, (b) sprödes Bruchgebiet mit Kinken
($\lambda = 2,46 \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$, $T = 573 \text{ K}$).

eine eindeutige Identifizierung der Phasen nicht möglich war. Aus Durchstahlungsaufnahmen war ersichtlich, daß sich die Verformung außerhalb des Bruchgebiets in Bereichen mit unregelmäßiger Lamellenanordnung konzentriert hatte, Abb. 11. Die Dehnung hatte zum Teil ausgereicht, um Subzellen in beiden Phasen entstehen zu lassen. In fehlerfreien Gebieten lagen meist nur einzelne Versetzungen vor, weniger häufig Versetzungsaufstaus.

4.2. Phasengrößeneinfluß

Der Einfluß der Phasengröße auf $\dot{\epsilon}_m$ konnte sowohl für regellos als auch für gerichtet erstarrtes Gefüge durch eine Beziehung der Form

$$\dot{\epsilon}_m = f_3(T, \sigma) / \lambda^a \quad (7)$$

beschrieben werden, Abb. 12. Beim regellos lamellaren stengelkristallinen Material sank die Verformungsgeschwindigkeit mit zunehmender Lamellenbreite, $a = +2$. Das gerichtet lamellare Eutektikum verformte sich dagegen mit zunehmender Lamellenbreite immer schneller. Die Ergebnisse von Versuchen bei verschiedenen Spannungen und Temperaturen ließen sich am besten durch einen Exponenten $a \sim 1,5$ beschreiben.

Das Bruchverhalten des gerichtet erstarrten Materials war von der Erstarrungsgeschwindigkeit (und damit auch der Phasengröße) abhängig. In Proben mit $\lambda = 0,97 \mu m$ waren die Lamellen in der Bruchzone durchweg in kurze Stücke gerissen und teilweise sphäroidisiert. In Proben mit $\lambda = 1,61 \mu m$ traten Netzwerke aufgebrochener und manchmal vergrößerter Lamellen auf, die Gebiete unverformter Lamellen umschlossen, Abb. 13. Proben mit diesen beiden Lamellenabständen zeigten auch eine Einschnürung des Probenschaftes. Die Schnittlinien der Koloniegrenzen mit der Probenoberfläche waren Gebiete etwas stärkerer Einschnürung. Im koloniefreien Material mit $\lambda = 2,46 \mu m$ traten Einschnürungen nicht auf.

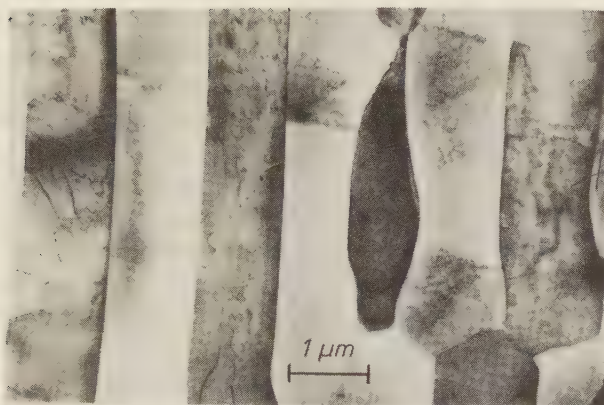


Abb. 11: Gerichtet erstarrte Kriechprobe; Subzellen im Gebiet unregelmäßiger Lamellenanordnung ($\lambda = 2,46 \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$, $T = 573 \text{ K}$).

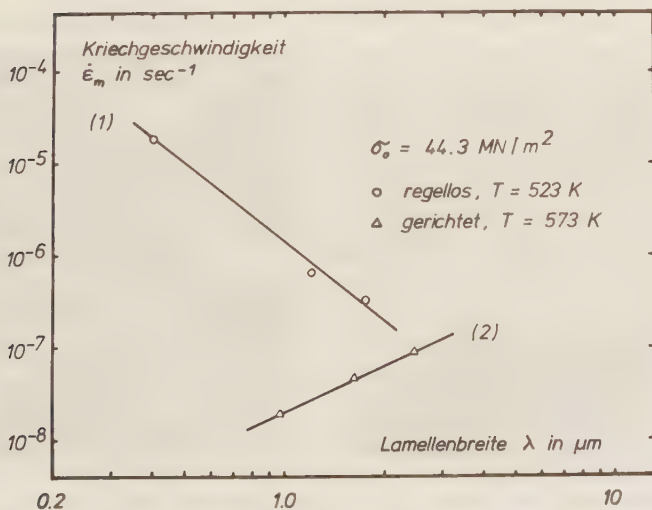
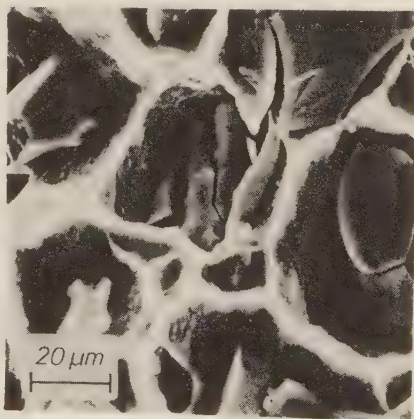
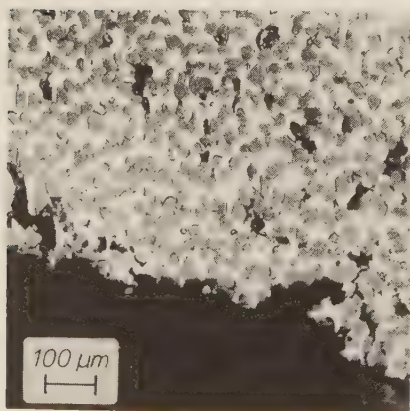


Abb. 12: Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_m$ in Abhängigkeit von der Lamellenbreite λ : Gefüge regellos erstarrt (1); gerichtet erstarrt (2).



Abb. 13:
Koloniehaltiges gerichtet
erstarrtes Gefüge nach
Kriechverformung, Längs-
schliff ($\lambda = 1,61 \mu\text{m}$,
 $\sigma_0 = 85 \text{ MN/m}^2$, $T = 523 \text{ K}$).



(a)

(b)

Abb. 14: Partikelförmiges Eutektikum nach Kriechverformung:
(a) Bruchzone mit Poren, (b) Bruchfläche ($L = 16,1 \mu\text{m}$,
 $\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$, $T = 523 \text{ K}$).

5. Kriechen des partikelförmigen Gefüges

Die Abhängigkeit der Kriechverformung des partikelförmigen Eutektikums von Spannung, Temperatur und Phasengröße wurde in etwa demselben Spannungs- und Temperaturintervall bestimmt wie für das lamellare Material ($500 \text{ K} \leq T \leq 700 \text{ K}$; $5 \text{ MN/m}^2 \leq \sigma \leq 130 \text{ MN/m}^2$). Im gewählten Temperaturbereich trat an unbelasteten Proben während der maximalen Versuchszeit keine meßbare Vergrößerung des Gefüges auf. Die Spannung war bei einer vorgegebenen Temperatur durch die Auswertegenauigkeit der Kriechgeschwindigkeit nach oben und unten begrenzt.

5.1. Normaler Kriechbereich ($\sigma \geq 30 \text{ MN/m}^2$)

Für Spannungen über 30 MN/m^2 zeigten alle Proben dieselbe Form der Kriechkurve: Der Übergangskriechbereich mündete nach Dehnungen von 0,02 - 0,03 in einen stationären Bereich ein, dessen Länge mit zunehmender Spannung abnahm. Oberflächenabdrucke vorgepolierter Proben lieferten deutliche Beweise für Korngrenzengleiten. Die Körner im Probeninneren waren leicht in Zugrichtung gelängt. Porenbildung trat überwiegend an θ -Korngrenzen im Einschnürungsgebiet auf, Abb. 14a. In der Bruchfläche waren unverformte und spröde gebrochene CuAl_2 -Körner von duktil zu einer Schneide ausgezogener α -Phase umgeben, Abb. 14b. Mit zunehmender Temperatur wurden die Oberflächen der Kriechproben mehr aufgeraut, die Neigung zum Sprödbbruch nahm ab. Der Dehnungsbetrag während des stationären Bereichs und die Bruchdehnung ϵ_B zeigten bei $44,3 \text{ MN/m}^2$ für eine gegebene Phasengröße keine ausgeprägte Abhängigkeit von der Temperatur: ϵ_B lag z.B. für Material mit $L = 7,1 \mu\text{m}$ zwischen 520 und 620 K im Streubereich 0,4 - 0,6.

Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie des Kriechens nach Gl. (6) wurde die auf die Dehnung Null rückextrapolierte stationäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{s0}$ gegen die reziproke Temperatur aufgetragen, Abb. 15. Die Auswertung ergab für $L = 2,4 \mu\text{m}$ und $44,3 \text{ MN/m}^2$ zwischen 500 und 620 K eine Aktivierungsenergie $Q_N = 137 \pm 10 \text{ kJ/mol}$.

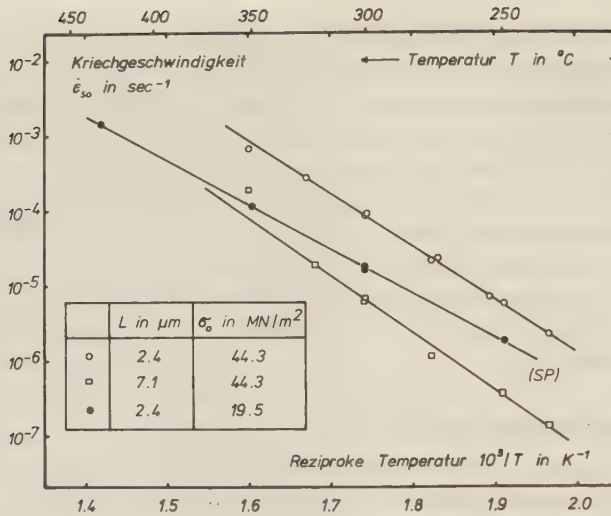


Abb. 15: Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{80}$ für Spannungen im normalen ($\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$) und im superplastischen Kriechbereich ($\sigma_0 = 19,5 \text{ MN/m}^2$).

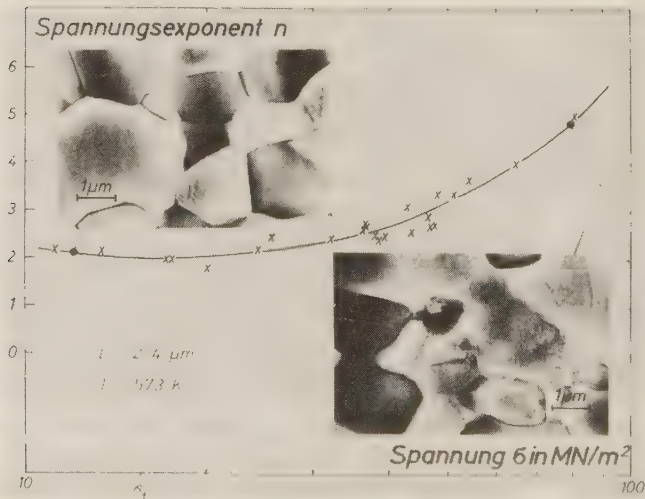


Abb. 16: Ausbildung einer Versetzungsstruktur im normalen Kriechbereich ($\sigma \geq \sigma_t$).

5.2 Superplastischer Kriechbereich ($\dot{\epsilon} \leq 20 \text{ MN/m}^2$)

Bei Spannungen unterhalb von etwa 20 MN/m^2 und für Temperaturen größer als 520 K verformten sich die Kriechproben aller Phasengrößen superplastisch, d.h. mit hohen Bruchdehnungen ($\epsilon_B \geq 1$), niedrigen Spannungswechselexponenten (n zwischen 1,7 und 3), ohne Porenbildung und mit gleichbleibend gleichachsigem Gefüge. Die Abhängigkeit des Spannungswechselexponenten von der Spannung ist in Abb. 16 für Material mit $L = 2,4 \mu\text{m}$ bei 573 K zu sehen. $n(\dot{\epsilon})$ stieg für kleine und große Spannungen an und durchlief bei $\dot{\epsilon}_t$ einen minimalen Wert. Die Temperaturabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_t$ geht aus Abb. 17 hervor. In Ergänzung der eigenen Messungen wurde ein Wert nach Holt und Backofen [19] mit aufgenommen.

Kriechproben der Phasengröße $L = 2,4 \mu\text{m}$ wurden bei 573 K im stationären Bereich ($\epsilon = 0,25$) unter Last abgekühlt und im Elektronenmikroskop untersucht (für $L > 5 \mu\text{m}$ wurde die θ -Phase bevorzugt gedünnt und fiel aus der α -Matrix heraus, eine Durchstrahlung war nicht möglich). Für niedrige Spannungen im Bereich mit $n \sim 2$ waren beide Phasen frei von Versetzungen. Bei hohen Spannungen im Bereich mit $n > 4$ traten in der θ -Phase einzelne Versetzungen auf, in der α -Phase bildeten sich Versetzungsknäuel und ausgeprägte Subzellen aus, Abb. 16. Diese Beobachtungen stehen in Übereinstimmung mit Untersuchungen von verschiedenen Autoren am Zn-Al-Eutektoid [20] - [22] und an einer Ni-Fe-Cr Legierung [23] .

Die Aktivierungsenergie des superplastischen Kriechens war für Material der Phasengröße $L = 2,4 \mu\text{m}$ im Spannungsbereich $12,3 - 19,6 \text{ MN/m}^2$ konstant, aber kleiner als im normalen Kriechbereich, $Q_S = 115 \pm 5 \text{ kJ/mol}$, vgl. Abb. 15.

5.3. Phasengrößeneinfluß

Die Kriechverformung war stark von der Phasengröße abhängig, Abb. 18.

Mit zunehmender Phasengröße nahm die Bruchdehnung ab und die Bruchzeit zu. Das grobphasige Material war bei al-

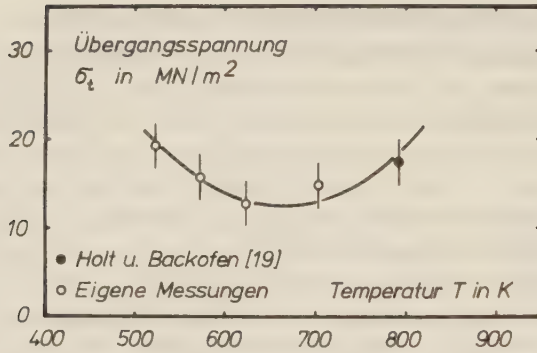


Abb. 17: Superplastische Übergangsspannung σ_t als Funktion der Temperatur ($L \sim 2,4 \mu\text{m}$).

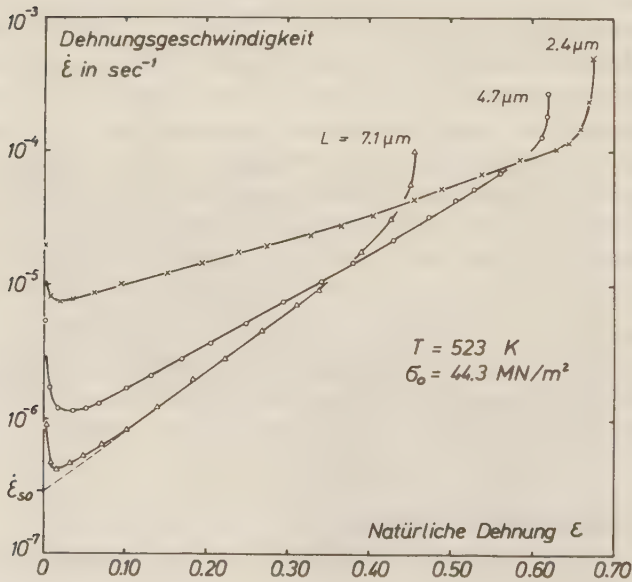


Abb. 18: Einfluß der Phasengröße L auf die Kriechverformung ($\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$, $T = 523 \text{ K}$).

len Spannungen innerhalb des normalen Kriechbereichs deutlich spröder als das feinkörnige Material.

Die Spannungsabhängigkeit des Spannungswechselexponenten n bei 573 K ist für zwei Phasengrößen aus Abb. 19 ersichtlich. Für kleine Spannungen lag bei beiden Kurven der minimale Exponent bei $n \sim 2$. Die $n(\sigma)$ -Kurve für das Eutektikum mit $L = 4,7 \mu\text{m}$ bog bei einer kleineren Spannung vom Minimum ab als die Kurve für $L = 2,4 \mu\text{m}$, d.h. das superplastische Verhalten blieb bei kleineren Phasengrößen bis zu einem höheren Spannungswert erhalten.

Sowohl im superplastischen als auch im normalen Kriechbereich betrug der Zusammenhang zwischen Phasengröße und stationärer Verformungsgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon}_{so} = f_4(T, \sigma) / L^a \quad (7a)$$

mit $a \sim +2,6$, Abb. 20.

Die Aktivierungsenergie zeigte keine Abhängigkeit von der Phasengröße, solange sie entweder im normalen oder im superplastischen Kriechbereich bestimmt wurde. Für Phasengrößen $L = 2,4$ und $7,1 \mu\text{m}$ war die bei der konstanten Spannung $44,3 \text{ MN/m}^2$ bestimmte Aktivierungsenergie innerhalb der Fehlergenauigkeit gleich: $Q_N(2,4 \mu\text{m}) = 137 \pm 10 \text{ kJ/mol}$ und $Q_N(7,1 \mu\text{m}) = 149 \pm 10 \text{ kJ/mol}$, Abb. 15. In Tabelle 4 sind die gemessenen Aktivierungsenergien sowie andere Kennwerte der Kriechverformung für die verschiedenen untersuchten Gefügezustände zusammengefaßt.

6. Kriechen der eutektischen Grenzphasen

Um den Anteil der eutektischen Komponenten an der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Kriechverformung des Aggregats zu beurteilen, wurden verschiedene Kriechversuche an den reinen eutektischen Phasen α und θ durchgeführt.

Die Gleichgewichtskonzentration von Cu in der α -Phase ändert sich zwischen 5,7 Gew.% bei der eutektischen Tempera-

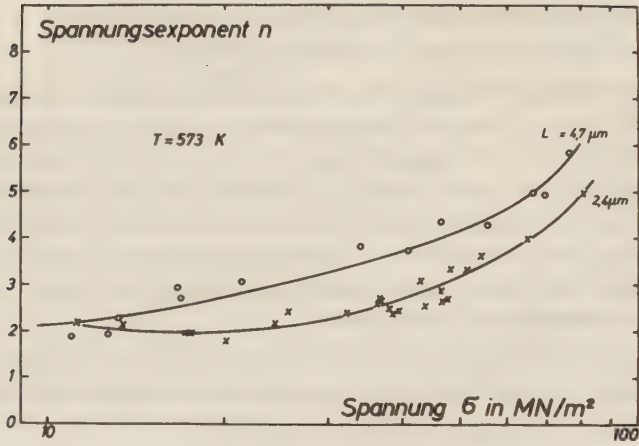


Abb. 19: Spannungsexponent n als Funktion der Spannung, Parameter Phasengröße L .

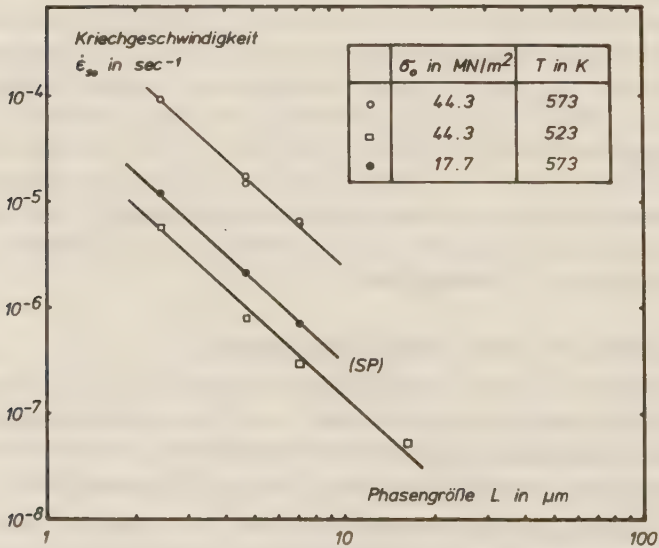


Abb. 20: Einfluß der Phasengröße L auf die Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{20}$ im normalen ($\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$) und im superplastischen Verformungsbereich ($\sigma_0 = 17,7 \text{ MN/m}^2$).

Gefüge	Spannungsbereich in MN/m ²	Temperaturbereich in K	Q in kJ/mol	n	a	ϵ_B
Regellos lamellar, stengelkristallin	28,4-44,3	523-623	$Q^{RL} \sim 108$	4-5 ¹⁾	+2	0,10-0,15
Regellos lamellar, globulitkristallin	8,9-44,3	523-623	$Q^{RL} \sim 109$	~ 3 ²⁾	-	bis 0,7
Gerichtet lamellar	44,3-85	523-700	$Q^{GL} \sim 218$	~ 6 ³⁾	-1,5	0,10-0,15
Partikelförmig	5,4-ca.20 ca.20-130	490-700 490-700	$Q_S \sim 115$ $Q_N \sim 143$	1,5-2,5 4-8	+2,6 +2,6	≥ 1 bis 0,6
α -Aluminium	8,9-44,3	523-573	$Q^\alpha \sim 146$	4-10 ³⁾	-	-
θ -Phase (CuAl ₂)	44,3-95,5	523-680	$Q^\theta \sim 221$	4,5 ⁴⁾	-	-

Tabelle 4: Kennwerte der durch $\dot{\epsilon} = \text{const} \cdot (\sigma^n / \Lambda^a) \cdot \exp(-Q/RT)$ beschriebenen Kriechverformung ($\Lambda = \lambda$ bzw. L). Bestimmung von n 1) bei 60,2 MN/m², 523 K, $\lambda=0,4 \mu\text{m}$; 2) bei 14,3-25,5 MN/m², 573 K, $\lambda=0,4 \mu\text{m}$; 3) aus Steigung im $\log \dot{\epsilon} / \log \sigma$ -Diagramm; 4) bei 95,5 MN/m², 623 K.

Prozeß	Aktivierungsenergie in kJ/mol
Selbstdiffusion von Al [30]	$Q_{SD}^{Al} \sim 143$
Volumendiffusion von Cu in Al [31]	$Q_{Cu} \sim 137$
Kriechen von Al [25] , [32]	$Q^{Al} \sim 140-146$
Kriechen von α -Al [33]	$Q^\alpha \sim 143$
Korngrenzgleiten von α -Al [33]	$Q_{KGG}^\alpha \sim 159$
Superplastisches Kriechen von Al-CuAl ₂ [19]	$Q_S' \sim 167$

Tabelle 5: Aktivierungsenergien aus der Literatur.

tur und 0,2 Gew.-% bei Raumtemperatur [6] . Bei der Abkühlung des Eutektikums nach der Erstarrung oder nach Wärmebehandlungen wurde ein großer Teil des gelösten Cu an den angrenzenden θ -Körnern (bzw. Lamellen) abgeschieden. Die Gleichgewichtskonzentration blieb bis zu der Temperatur aufrechterhalten, bei der die mittlere Diffusionsstrecke $\bar{x}$ kleiner als die halbe Dicke der α -Körner (bzw. Lamellen) wurde. Unterhalb dieser Einfriertemperatur T_e blieb das überschüssige Kupfer zunächst in Lösung. Die Cu-Konzentration der α -Phase bei Raumtemperatur und bei der Versuchstemperatur wurde unter Ausnutzung verschiedener Analysemöglichkeiten sowohl experimentell bestimmt als auch theoretisch abgeleitet, s. Anhang 2. Im gerichtet erstarrten Gefüge betrug der Cu-Gehalt der α -Lamellen bei Raumtemperatur ca. 2 Gew.-% (unabhängig von der Lamellenbreite), im partikelförmigen Gefüge war der Cu-Gehalt phasengrößenabhängig: Für $L = 2,4 \mu\text{m}$ waren z.B. ebenfalls etwa 2 Gew.-% Cu in der α -Matrix gelöst, vgl. Abb. 29 im Anhang.

Die Zusammensetzung der θ -Phase bewegte sich in einem schmalen Homogenitätsbereich, der bei 670 K zwischen 53,25 und 53,90 Gew.-% Cu lag [6] .

6.1. Stationäre Versetzungsanordnung

(1) α -Aluminium

Die Verformungsversuche an α -Aluminium wurden an Material mit Cu-Gehalten zwischen 0,1 und 1,1 Gew.-% durchgeführt. Homogenisierte Proben wurden im Kriechzugversuch bei 523 und 573 K bis in den stationären Bereich verformt und nach Dehnungen zwischen 0,2 und 0,4 unter Last abgekühlt. Subzelldurchmesser d wurden nach der Schnittlinienmethode [24] aus Durchstrahlungsaufnahmen bestimmt. Da d nur schwach von der Temperatur abhängt [25] , konnten die bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Ergebnisse für jeweils eine Mischkristallkonzentration zusammengefaßt werden. Material mit mehr als 1,5 Gew.-% Cu mußte zur Wahrung der Einphasigkeit

bei höheren Temperaturen verformt werden. Da die Kriechspannung gleichzeitig aus meßtechnischen Gründen erniedrigt werden mußte, bildeten sich sehr große Subzellen aus. Ihre Durchmesser konnten nicht mehr mit genügender Genauigkeit bestimmt werden. Übereinstimmend mit den von Jonas et.al [26] zitierten Ergebnissen ließ sich die Beziehung zwischen Subzellendurchmesser d und Spannung σ am besten durch eine Gleichung der Form

$$\sigma = \sigma_0 + k d^{-M} \quad (8)$$

beschreiben mit $\sigma_0 \sim 0$ und $M \sim 1,5$, Abb. 21a. Die für verschiedene Al-Legierungen von Airey [27] beobachtete Zunahme der Konstante k mit dem Legierungsgehalt wurde ebenfalls bestätigt. Eine durch die Theorie der Mischkristallverfestigung infolge Reibung von Versetzungen an Fremdatomen [28] nahegelegte Auftragung von $k = k(c)$ gegen $c^{2/3}$ (c = Konzentration in at.%) lieferte sowohl für die eigenen Messungen als auch für Ergebnisse von Cotner und Tegart an AlMg-Mischkristallen [29] eine befriedigende Anpassung nach

$$k(c) = K \cdot c^{2/3}, \quad (9)$$

Abb. 21b. Mit den Beziehungen der Gl. (8) und (9) war es möglich, für eine vorgegebene Cu-Konzentration der α -Matrix die stationäre Subzellgröße in Abhängigkeit von der Spannung zu extrapolieren.

(2) Θ -Phase (CuAl_2)

Kriechversuche an der intermetallischen Phase CuAl_2 wurden wegen der Sprödigkeit des Materials im Druck ausgeführt. Im betrachteten Temperaturbereich (520 - 620 K) bildete sich eine ungleichmäßige Versetzungsstruktur, deren quantitative Auswertung durch die schlechten Dünnungseigenschaften ausgeschlossen wurde. Es konnte lediglich festgestellt werden, daß bei gleichen Versuchsbedingungen die im reinen CuAl_2 vorkommenden Subkörner größer waren als die Θ -Lamellenbreiten im lamellaren Gefüge und die Θ -Phasendurchmesser im partikelförmigen Gefüge.

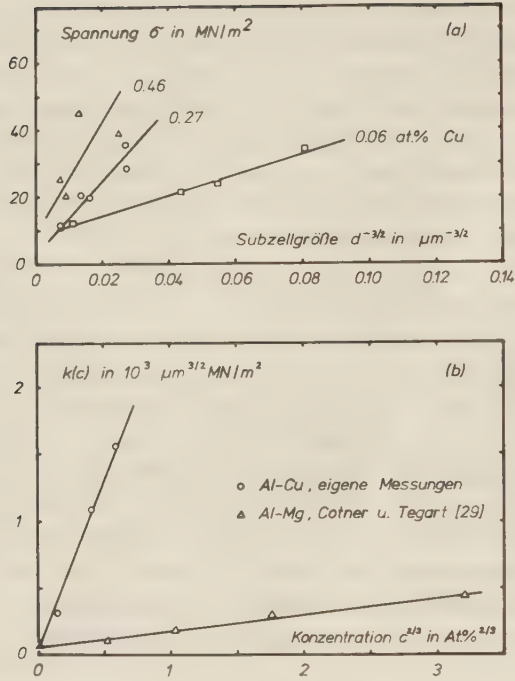


Abb. 21: (a) Zusammenhang zwischen Spannung σ und Subzellgröße d im AlCu-Mischkristall, Parameter Cu-Konzentration. (b) Einfluß der Fremdatomkonzentration c auf $k(c)$ für AlCu- und AlMg-Mischkristalle.

6.2. Aktivierungsenergien

Die Aktivierungsenergie des Kriechens der eutektischen Grenzphasen wurde für eine Spannung von $44,3 \text{ MN/m}^2$ ermittelt. Die Aktivierungsenergie der α -Phase betrug $Q^\alpha = 146 \pm 10 \text{ kJ/mol}$, die Aktivierungsenergie der θ -Phase oberhalb von 570 K war $Q^\theta = 221 \pm 10 \text{ kJ/mol}$. Abb. 22 bringt eine Gegenüberstellung der zur Bestimmung der Aktivierungsenergien herangezogenen Kurven, in Tabelle 4 sind die wichtigsten Kenngrößen zusammengestellt (s.a. Tabelle 5 für einen Vergleich mit Aktivierungsenergien aus der Literatur).

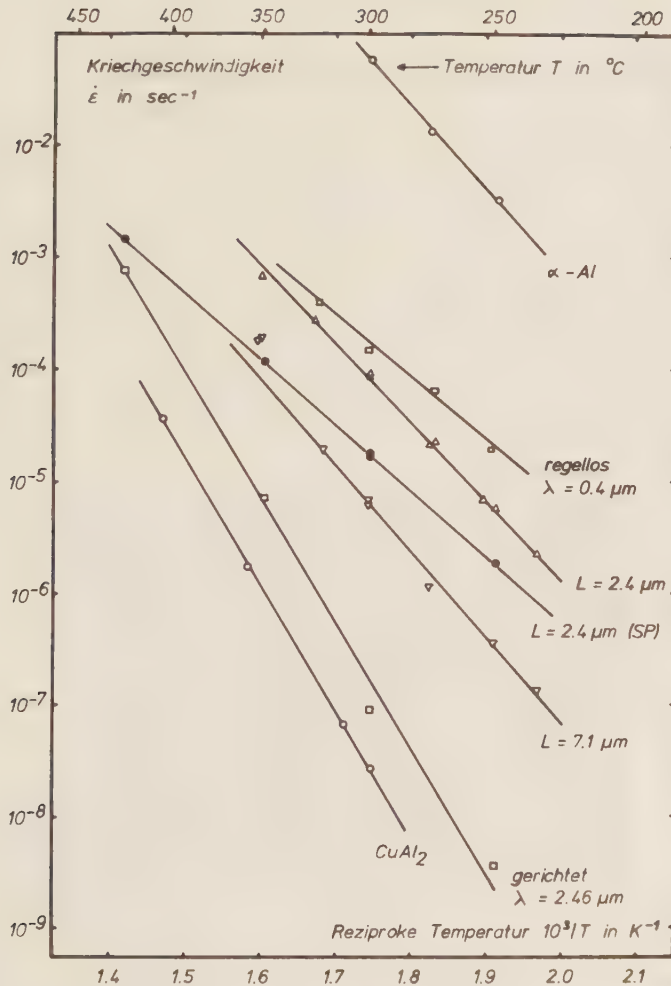


Abb. 22: Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ für verschiedene der untersuchten Phasen und Gefügestände, $\sigma_0 = 44,3 \text{ MN/m}^2$ (offene Symbole) bzw. $19,5 \text{ MN/m}^2$ (geschlossene Kreise).

III. Diskussion der Ergebnisse

7. Kriechen des lamellenverstärkten Eutektikums

Bei einer Deutung des Kriechverhaltens des lamellaren eutektischen Gefüges muß man sich sowohl das ideale Gefüge als auch die Abweichungen vom Idealzustand vor Augen halten. Störungen der regelmäßigen Lamellenstruktur bestehen v.a. aus gewinkelten und ungleichmäßig dicken Lamellenabschnitten innerhalb eutektischer Subkörner und aus lamellaren Abbrüchen und Fehlanpassungen an eutektischen Subkorngrenzen. Hinzu kommen die Vergrößerung und Krümmung der lamellaren Anordnung an eutektischen Koloniegrenzen und lamellare Überschneidungen an eutektischen Korngrenzen. Lamellen und Korngrenzen können schließlich unterschiedlich zur Beanspruchungsrichtung orientiert sein. Die anschließende Diskussion zeigt die Möglichkeit auf, das Kriechverhalten des regellos und des gerichtet erstarrten lamellaren Materials durch die Eigenschaften von Korn-, Kolonie- und Phasengrenzen zu beschreiben.

7.1. Einfluß eutektischer Korngrenzen

Die experimentellen Ergebnisse der Kriechversuche am regellos lamellaren Eutektikum mit stengelkristallinem Makrogefüge lassen sich in einer Beziehung

$$\dot{\epsilon}_m = \text{const} \cdot (G^n / \lambda^2) \cdot \exp(-Q^{\text{RL}} / RT) \quad (10)$$

zusammenfassen. Der Wert $Q^{\text{RL}} \sim 108 \text{ kJ/mol}$ stimmt mit keinem der bekannten Aktivierungsenergien für Volumendiffusion im System Al-CuAl_2 überein, vgl. Tabelle 5. Die Annahme liegt deshalb nahe, daß es sich um die Aktivierungsenergie eines Diffusionsprozesses entlang Grenzflächen handelt. Der Wert der Aktivierungsenergie für Korngrenzengleiten von $\alpha\text{-Al}$ liegt zu hoch, Messungen über Diffusion entlang α/θ -Phasengrenzen sind nicht bekannt. Nach Friedel [34] ist die Aktivierungsenergie für Korngrenzendiffusion etwa gleich dem hal-

ben Wert für Volumendiffusion. Da Q^{RL} fast genau gleich $0,5 \cdot Q^0$ ist (s. Tabelle 4), könnte ein Diffusionsprozeß entlang Interphasengrenzen vorliegen. Die mit eutektischen Korngrenzen zusammenfallenden Stufen an den Probenoberflächen deuten ferner darauf, daß Korngrenzenbereiche während der Kriechverformung eine wichtige Rolle spielten. Die relativ geringe Festigkeit von Korngrenzen im Al-CuAl₂-Eutektikum wurde bereits in Warmzugversuchen an Material mit einem ähnlichen Gefüge nachgewiesen [35] , [36] .

Die Verformung des regellos lamellaren Eutektikums kann man sich so vorstellen, daß die senkrecht zur Zugachse liegenden Stengelkristalle als Blöcke entlang ihrer Grenzen abgeschert wurden. Da die Lamellen an den Korngrenzen teilweise ineinander verhakt sind (Abb. 23). wurden auch Bereiche im

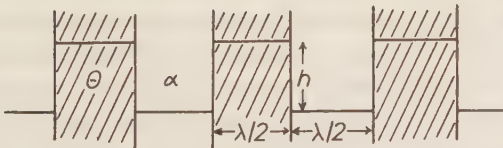
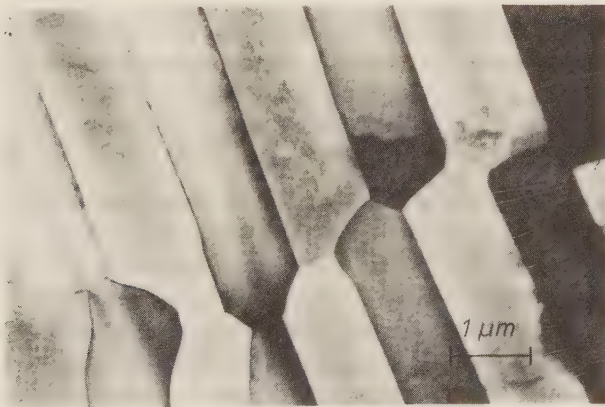


Abb. 23: Ineinander verhakte Lamellen an einer Korngrenze.

Korninneren an der Verformung beteiligt. Das Gleiten von unebenen Korngrenzen wurde von Ashby et.al. [37] für den Grenzfall einer rechteckigen Korngrenzenform behandelt. Die genannten Autoren stellten fest, daß jeweils die höchsten Erhebungen in der Korngrenze geschwindigkeitsbestimmend sind. Obwohl die betrachteten Korngrenzenerhebungen von der Größenordnung $h \sim \lambda/2$ sind, und damit wesentlich höher als die in [37] postulierten Mikro Zacken, sollte die Überlegung auf zweiphasige lamellare Gefüge übertragbar sein. Das Abscheren der Korngrenzen wird sowohl von Diffusionsprozessen als auch von Versetzungsbewegung begleitet, und beide Vorgänge beeinflussen sich gegenseitig: Die Akkomodation der Verformung durch Versetzungsbewegung wird durch Diffusionsprozesse in den Korngrenzen gesteuert, die Diffusion im Korngrenzenbereich wird durch die Anwesenheit von Versetzungen beschleunigt. Unter der Voraussetzung, daß der Hauptbeitrag zum Gleiten der Stengelkristalle vom Materietransport entlang Korngrenzen geliefert wurde (Aktivierungsenergie $Q_B = Q^{RL}$), folgt für die durch Korngrenzengleiten bestimmte Verformungsgeschwindigkeit nach [37]

$$\dot{\epsilon}_{KSG} = \text{const} (\sigma/\lambda^2) \exp(-Q^{RL}/RT) . \quad (11)$$

Die einzige Abhängigkeit, die nicht mit den Messungen übereinstimmt, ist diejenige der Spannung. Unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Korngrenzengleiten und Kornverformung in solchen Körnern, deren Lamellen für eine Scherung in der α -Phase günstig orientiert waren, könnte die Spannungsabhängigkeit der Verformungsgeschwindigkeit in Gl. (11) zu höheren Potenzen hin modifiziert werden.

Das regellos lamellare Material mit globulitkristallinem Makrogefüge hatte dieselbe Kriech-Aktivierungsenergie wie das stengelkristalline Gefüge. Der Beginn der Verformung verlief bei beiden Gefügearten ähnlich. Während aber die stengelkristalline Struktur wegen der ausgedehnten zigarrenförmigen Körner nur eine geringe Gleichmaßdehnung zuließ, konnten die kleinen gleichachsigen Globulitkörner leichter entlang ihrer Grenzen aneinander vorbeigleiten und höhere gleichmäßige Deh-

nungen hervorrufen. Der große relative Volumenanteil abgleitender Korngrenzgebiete, der hohe Anteil der für Abscherung der Lamellen günstig orientierten Körner und der komplexe Spannungszustand im Korninneren trugen zur Kinkenbildung und zum Aufbrechen und Sphäroidisieren der Lamellen bei. Aus Messungen an warmgewalzten und an stranggepreßten lamellaren Proben sowie aus der Literatur [38] ist es bekannt, daß die unter Druckbeanspruchung eingeknickten Lamellen an den Kinken- gebieten leicht rekristallisieren. Wegen der hohen Oberflä- chenspannung der Θ -Phase bilden sich stark gewinkelte Phasen- grenzen aus, die infolge ihrer kleinen Krümmungsradien eine hohe Triebkraft für die Vergrößerung durch Diffusion besitzen [14]. Das so entstandene sphäroidisierte Gefüge war mit dem stranggepreßtem Gefüge identisch. Die hohe Duktilität und die niedrigen Spannungsexponenten des globulitkristallinen Mate- rials waren ein Ausdruck für die Eigenschaften der während der Verformung entstehenden partikelförmigen Struktur, vgl. Abschnitt 8.2.

Beim gerichtet erstarrten Eutektikum spielte die Wechsel- wirkung zwischen eutektischen Korngrenzen und der Lamellen- struktur wegen der geringen Anzahl von eutektischen Körnern keine Rolle.

7.2. Lamellenverstärkung und Bruchverhalten

Die Verformungsgeschwindigkeit des gerichtet lamellaren Materials zeigte eine Abhängigkeit von Spannung, Temperatur und Lamellenbreite gemäß

$$\dot{\epsilon}_m = \text{const} \cdot \sigma^n \lambda^{1,5} \cdot \exp(-Q^{\text{GL}}/RT) , \quad (12)$$

mit $n > 4$ und $Q^{\text{GL}} \sim 218 \text{ kJ/mol}$. Diese Beziehung soll im folgen- den plausibel gemacht werden.

Das gerichtet erstarrte Al-CuAl₂-Eutektikum kann als Schicht- verbundstoff aufgefaßt werden, es gelten unter Berücksichti- gung der lamellaren Struktur dieselben Gesetzmäßigkeiten wie für faserverstärkte Verbundwerkstoffe. Die Lamellenverstär- kung beruht darauf, daß die angelegte Last durch Scherung der

α -Phase an der Interphasengrenze an die stärkeren Θ -Lamellen übertragen wird. Die Voraussetzung einer guten Haftung zwischen den Phasen war erfüllt [38]. In zweiphasigen Materialien können die Interphasengrenzen u.a. durch folgende Mechanismen zur Behinderung der Versetzungsbewegung und damit zur Verstärkung beitragen [39]:

- (a) Verstärkung durch einen Schubmodulunterschied
- (b) Verstärkung durch Wechselwirkung zwischen Kristallversetzungen und geometrisch notwendigen Versetzungen in teilkohärenten Grenzflächen
- (c) Verstärkung, weil Versetzungen beim Überschreiten der Phasengrenze das Gleitsystem ändern müssen.

Das Auftreten einer Versetzungsstruktur in der Θ -Phase erfordert die Berücksichtigung der plastischen Verformung in beiden Phasen und schließt die Möglichkeit der Behandlung des Verformungsproblems im Formalismus eines elastisch-plastischen Grenzfalls aus.

Die Verformung im primären Kriechbereich wurde durch die Übertragung der angelegten Last an die Θ -Lamellen über die Interphasengrenze hinweg bestimmt. Die Versetzungsdichte in der α -Phase (der Ausgangswert war eine Folge der unterschiedlichen thermischen Kontraktion der Phasen nach der Erstarrung [40]) nahm besonders dort zu, wo lamellare Abbrüche der Θ -Phase das Fließen erleichterten. Mit dem Anwachsen der Spannung in den Θ -Lamellen begannen auch diese, sich plastisch zu verformen. Die wichtigsten Beiträge zur bleibenden Verformung des gerichtet erstarrten Eutektikums waren neben dem Kriechen von α -Al in lamellaren Fehlergebieten das Kriechen und die Spaltung von Θ -Lamellen [4]. Da die Aktivierungsenergie des Kriechens $Q^{GL} \sim Q^{\Theta}$ war, kann die weitere Betrachtung auf das Verformungsverhalten der Θ -Lamellen beschränkt werden.

(a) Kriechen von Θ -Lamellen

Unter dem Einfluß der angelegten Spannung können im Inneren der Θ -Lamellen oder an Unregelmäßigkeiten der Interphasengrenzen Versetzungen erzeugt werden. Eine Analyse

von Blum [41] zeigt, daß bei höheren Temperaturen die stationäre Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ direkt durch die Vernichtungsrate $\dot{\gamma}^-$ von Versetzungen gegeben ist:

$$\dot{\epsilon}_s = (b/M) l \dot{\gamma}^- \quad (13)$$

M ist ein Verknüpfungsfaktor zwischen Dehnungsgeschwindigkeit bei Zug und bei Scherung und l der mittlere Laufweg der Versetzungen. Der Laufweg ist gegeben durch [42]

$$l = f/U(f) \quad , \quad (14)$$

wobei f die Fläche der Versetzungsringe und U(f) deren Umfang bedeutet. Der mittlere Laufweg wird durch die Versetzungshindernisse in der Lamelle bestimmt. Im einphasigen CuAl_2 werden diese Hindernisse durch die Versetzungsstruktur (Subzellgrenzen) gebildet. In den θ -Lamellen kann wegen der Begrenzung durch die α -Lamellen keine Gleichgewichtszellstruktur entstehen: In Längsrichtung der Lamellen bilden sich zwar Zellwände aus, in Querrichtung (senkrecht zu den Lamellenwänden) werden die Zellwände durch die Lamellengrenzen ersetzt. In dieser Richtung treten somit die Interphasengrenzen an die Stelle der Subzellgrenzen und die Lamellenbreite an die Stelle des Subzelldurchmessers. Aus Gl. (14) folgt für den mittleren Laufweg

$$l = S_1 S_2 / 2(S_1 + S_2) \quad , \quad (15)$$

wobei S_1 = mittlerer Abstand der Subzellwände in der Gleitebene in Lamellenlängsrichtung und S_2 = mittlerer Abstand der Interphasengrenzen in der Gleitebene in Lamellenquerrichtung. Ohne Kenntnis der Orientierungen der Gleitebenen in den θ -Lamellen kann man die absolute Größe von S_1 und S_2 nicht angeben, eine Abschätzung führt auf eine untere Grenze für S_2 von 20-30 μm (aus Durchstrahlungsaufnahmen bestimmt) und wegen $S_2 \sim \lambda/2$ auf $S_1 \gg S_2$. Durch Einsetzen in Gl. (15) folgt

$$l \sim \lambda/4 \quad . \quad (16)$$

Unter Annahme, daß die Versetzungsvernichtungsrate durch den Wert für das einphasige Material gegeben ist

$$\dot{\gamma}^- = \dot{\gamma}_\theta^- = \text{const } \sigma^n \exp(-Q^\theta/RT) , \quad (17)$$

erhält man nach Einsetzen von Gl. (16) und (17) in Gl. (13) für die Kriechgeschwindigkeit der θ -Lamellen die Beziehung

$$\dot{\epsilon} = \text{const } \sigma^n \lambda \exp(-Q^\theta/RT) . \quad (18)$$

(b) Spaltung von θ -Lamellen

Die Betrachtung des Kriechens von θ -Lamellen beschränkte sich auf Versetzungen, die in Längsrichtung durch die Lamellen liefen. Daneben gibt es auch Versetzungen, die in den Lamellengrenzen entstehen und deren Gleitebenen in der Querrichtung der Lamellen liegen. Diese Versetzungen tragen zwar wenig zur plastischen Verformung der θ -Phase bei, sie können aber zur Spaltung der θ -Lamellen führen: Die von den Versetzungsquellen ausgesandten Versetzungen stauen sich an den Phasengrenzen auf und erzeugen dort eine Spannungskonzentration. Ein Aufstau der Länge l_a in einem Material mit dem Schubmodul G enthält

$$n = 2\sigma l_a / Qb \quad (19)$$

Versetzungen [34], b = Burgersvektor. Die lokale Spannungskonzentration am Kopf des Aufstaus beträgt

$$\sigma_n = n\sigma = 2\sigma^2 l_a / Qb . \quad (20)$$

Die mittlere Aufstaulänge im lamellaren Eutektikum ist etwa gleich der Phasenbreite, $l_a \sim \lambda/2$, aus (20) folgt

$$\sigma_n \sim \sigma^2 \lambda / Qb . \quad (20a)$$

Der von Friedel [34] vorgeschlagene Mechanismus des Abbaus eines Aufstaus durch Klettern und gegenseitige Vernichtung von Versetzung in Phasengrenzen ist für das lamellare

Material unwahrscheinlich: Die durch die Dichte ϱ_c der kletternden Versetzungen, die Klettergeschwindigkeit v_c und die Kletterhöhe h_c gegebene Versetzungsvernichtungsrate von kletternden Versetzungen beträgt [43]

$$\dot{\varrho}_c^- = \varrho_c v_c / h_c . \quad (21)$$

Weil die an einer gegebenen Lamellengrenze aufgestauten Versetzungsgruppen innerhalb einer Subzelle alle dasselbe Vorzeichen besitzen [34] , ist die Kletterhöhe sehr groß, die Klettergeschwindigkeit v_c dagegen wegen des Netzwerks an geometrisch notwendigen Versetzungen in der Phasengrenze sehr klein, und damit $\dot{\varrho}_c^- \sim 0$.

Als Alternative zum Klettern der Versetzungen in der Lamellengrenze besteht die Möglichkeit der Verringerung der Spannungskonzentration durch Versetzungserzeugung im benachbarten α -Korn. Bei ungünstiger Lage der Gleitebenen kann es aber vorkommen, daß die Spannungskonzentration an der Lamellengrenze eine zur Spaltung der spröderen Θ -Lamellen ausreichende Spannung $\sigma_n = \sigma_s$ erreicht. Die Anzahl r_v der Risse pro Volumen wird gegeben durch

$$r_v = r_f S_v , \quad (22)$$

wo r_f die Anzahl der Risse pro Grenzfläche (= Anzahl der Aufstaus mit $\sigma_n > \sigma_s$) und S_v die spezifische Phasengrenzfläche ist. Unter der Annahme, daß die Anzahl der Versetzungsquellen in den Phasengrenzen proportional zur Grenzfläche ist, folgt unter Berücksichtigung von Gl. (20a)

$$r_f = c_0 \sigma^2 \cdot \lambda . \quad (23)$$

Da die Ausbreitung eines Risses beidseitig durch lamellare Abbrüche begrenzt wird, ist die mittlere Rißlänge l_r konstant. Weil $\lambda_\alpha = \lambda_\Theta = \lambda/2$, ist $S_v = 2/\lambda$, und damit gilt für die spezifische Querschnittsabnahme ΔF_v der Θ -Lamellen

$$\Delta F_v = r_v l_r (\lambda/2) = \text{const} \cdot \sigma^2 \cdot \lambda . \quad (24)$$

Durch die Spaltung einer Θ -Lamelle steigt die Spannung in den angrenzenden Lamellen und führt zu einer weiteren phasengrößenabhängigen Erhöhung der Kriechgeschwindigkeit.

Aus Abb. 9 geht hervor, daß die α -Phase in die bei der Spaltung der Θ -Lamellen entstehenden Hohlräume hineingequetscht wurde. Durch das Auffüllen der Risse wurde eine Porenbildung hinausgezögert, die Querschnittsabnahme der Probe erniedrigt und relativ hohe Dehnungen ermöglicht. Erst wenn sehr viele benachbarte Θ -Lamellen gespalten waren, wurde die zwischen zwei gerissenen Lamellen liegende α -Matrix entsprechend der Vorstellung von Hertzberg et.al. [44] abgesichert. Nach ausgiebiger plastischer Verformung in Bereichen bereits gespaltenener Θ -Lamellen versagte der Restquerschnitt der Probe durch Sprödbruch.

Dieser soeben skizzierte Verlauf der Kriechverformung gilt nur für eine rein lamellare Struktur, also für die gerichtet erstarrten Proben mit $\lambda = 2,46 \mu\text{m}$. Im Material mit kleineren Lamellenbreiten lagen Koloniegrenzen vor, die Gebiete bevorzugter Verformung darstellten. Dies führte im Kolonieinneren zu mehrachsigen Spannungszuständen und zu Kinkenbildung. In den so geschwächten Bereichen war eine weitere Verformung möglich. Es wurden bandförmige Gebiete mit aufgebrochenen Lamellen erzeugt, wie sie auch in Warmwalzversuchen beobachtet wurden [45]. Da Koloniegrenzen bei hohen Temperaturen einen schwächenden Einfluß auf eine gerichtete Struktur besitzen [39], kann der Abfall der Kriechgeschwindigkeit mit abnehmendem Lamellenabstand nicht durch die gleichzeitig zunehmende Koloniegrenzfläche vorgetäuscht worden sein.

8. Kriechen des partikelverstärkten Eutektikums

8.1. Auftreten von Superplastizität

Superplastizität trat bei einer gegebenen Phasengröße und Temperatur nur dann auf, wenn die angelegte Spannung einen bestimmten Wert unterschritt. Dieser Wert wurde in Abschnitt 5.2 mit der Spannung $\sigma_t(L,T)$ gleichgesetzt, für die die Spannungsexponentenkurve $n(\sigma)$ ein Minimum durchlief. Superplastische Verformung war charakterisiert durch das Fehlen einer Verset-

zungsstruktur und durch einen hohen Anteil an Korngrenzengleiten. Bei Spannungen über σ_t bildeten sich Versetzungsknäuel und Subzellen in der α -Phase aus, mit wachsender Spannung nahm die Versetzungsdichte zu, der Spannungsexponent n stieg monoton von Werten um 2 aus an und der Anteil des Korngrenzengleitens ging zurück. Aus diesen Beobachtungen wird in Anlehnung an Hayden und Brophy [46] sowie Alden [47] geschlossen, daß Superplastizität bei solchen Spannungen auftritt, bei denen sich in den Matrikörnern Subzellen ausbilden. Im Gegensatz zu den Überlegungen der genannten Autoren wird dabei die Spannung und nicht die Verformungsgeschwindigkeit als primärer Parameter zur Untersuchung der Superplastizität herangezogen. Obwohl beide Größen eindeutig miteinander verknüpft sind, ist die gewählte Betrachtungsweise dem Problem besser angepaßt und führt zu einer Reihe von quantitativ nachprüfbaren Beziehungen zwischen Spannung, Temperatur und Phasengröße. Bei der Ableitung dieser Beziehungen basiert die Argumentation auf der Grundvorstellung, daß die superplastische Übergangsspannung σ_t mit derjenigen Spannung korreliert ist, unterhalb derer die sich im einphasigen Matrixmaterial unbehindert ausbildenden Subzellen größer werden als die Matrixkorngröße im eutektischen Aggregat. Wegen der Spannungs-konzentration in der α -Matrix (vgl. Abschnitt 8.5) und der Beeinflussung der Versetzungsbewegung durch die θ -Phase ist allerdings eine Erniedrigung der vom einphasigen Material her abgeleiteten theoretischen Übergangsspannung zu erwarten.

Der Zusammenhang zwischen dem Auftreten von superplastischer Verformung und der angelegten Spannung wurde durch das folgende Experiment erhärtet: Partikelförmiges Eutektikum ($L = 2,4 \mu\text{m}$) wurde bei 573 K und verschiedenen Spannungen bis $\epsilon_k \sim 0,30$ im Kriechversuch verformt, unter Last rasch abgekühlt und anschließend bei Raumtemperatur im dynamischen Zugversuch bei konstanter Querhauptgeschwindigkeit gedehnt. Für wirksame Kriechspannungen $\sigma_k = \sigma(\epsilon_k)$ unterhalb von ca. 35 MN/m^2 war die Fließspannung konstant, darüber nahm sie zu, Abb. 24. Dieses Verhalten spiegelt die Entstehung einer Versetzungsstruktur in den α -Körnern wider.

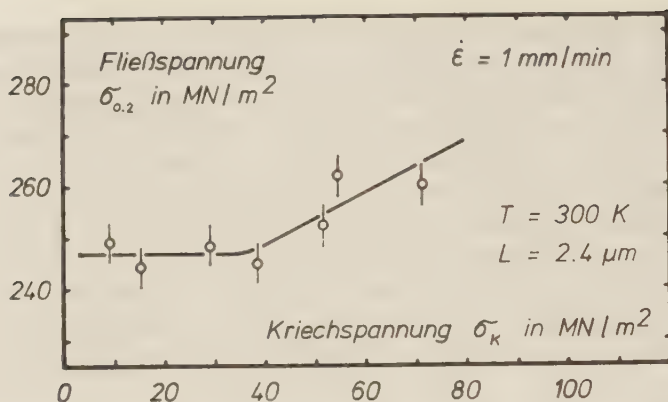


Abb. 24: Fließspannung $\sigma_{0.2}$ bei Raumtemperatur nach einer Kriechverformung bis zur Spannung σ_k .

Zwischen den beiden experimentellen Methoden zur Bestimmung der Übergangsspannung σ_t herrscht gute Übereinstimmung: Der aus dem Minimum der Spannungsexponentenkurve $n(\sigma)$ folgende Wert beträgt ca. 15 MN/m^2 (s. Abb. 16), der aus dem Abknicken der Fließspannungskurve abgeleitete Wert ca. 35 MN/m^2 . Aus den oben angeführten Gründen fiel der experimentelle Wert $\sigma_t^{\text{exp}} = 15\text{--}35 \text{ MN/m}^2$ (Spannung, bei der im zweiphasigen Aggregat in den α -Körnern Subzellen entstehen) nicht mit dem aus Gl. (8) folgenden theoretischen Wert $\sigma_t^{\text{theor}} \sim 280 \text{ MN/m}^2$ (Spannung, bei der im einphasigen Material der Subzelldurchmesser kleiner wird als die α -Phasengröße im Aggregat) zusammen. Der Unterschied muß durch einen empirischen Korrekturfaktor berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 8.4).

8.2. Mechanismus der superplastischen Verformung

Die Möglichkeit der phänomenologischen Einteilung der Kriechverformung des partikelförmigen Gefüges in superplastisches und normales Kriechen zeigt die Notwendigkeit auf, bei der Beschreibung des Verformungsverhaltens mehrere Mechanismen zu

koppeln. Je nach der Höhe der angelegten Spannung überwiegt dann der eine oder andere Verformungsmodus.

Ein Hauptbeitrag zur superplastischen Verformung wird vom Korngrenzengleiten getragen. Korngrenzengleiten kann aber niemals die einzige Verformungsart des partikelförmigen Aggregats sein. An den Ecken und Kanten können die Körner nicht aneinander vorbeigleiten, ohne sich auch im Korninneren zu verformen oder aber den Zusammenhang des Gefüges zu zerstören. Als zweiten Mechanismus zur Aufrechterhaltung des Zusammenhangs an Kornkanten und Kornecken wurden u.a. die Diffusion von Leerstellen (Herring-Nabarro-Krieche), das Klettern von Stufenversetzungen im Leerstellenstrom (Wertman-Krieche) und kristallographische Gleitung vorgeschlagen [48] .

Im Al-CuAl₂-Eutektikum kann eine Verbindung von Korngrenzengleiten mit kristallographischer Gleitung im Korninneren die beobachtete Abhängigkeit der Verformungsgeschwindigkeit von Phasengröße und Temperatur erklären, die in der Beziehung

$$\dot{\epsilon}_s = \text{const} \cdot (\sigma^n / L^a) \cdot \exp(-Q_K / RT) \quad (25)$$

ihren Ausdruck fand. Im superplastischen Bereich war $n \sim 2$, $a \sim 2,6$ und $Q_K = Q_S \sim 115$ kJ/mol (der von Holt und Backofen [19] angegebene Wert von 167 kJ/mol wurde bei Temperaturen ermittelt, bei denen sich das sehr feine Ausgangsgefüge - Phasengröße $L \sim 1,7 \mu\text{m}$ - während der Versuchszeit vergrößerte). Im normalen Kriechbereich war $n \geq 4$, $a \sim 2,6$ und $Q_K = Q_N \sim 143$ kJ/mol. Die Aktivierungsenergie im superplastischen Kriechbereich kann wie beim regellos lamellaren Material mit einer Diffusion entlang Interphasengrenzen korreliert werden, vgl. Abschnitt 7.1. In Anlehnung an ein Modell von Ball und Hutchison [22] wird angenommen, daß Versetzungsbewegung in der α -Phase das Ausmaß von Korngrenzengleiten steuert. Während des Korngrenzengleitens entstehen an den Kanten der Kornoberfläche Scherspannungen, die zur Versetzungserzeugung ausreichen können. Die so erzeugten Versetzungen durchqueren das Korn und stauen sich an der gegenüberliegenden Korngrenze auf. Die Versetzungsquelle sendet so lange Versetzungen

aus, bis die Rückspannung des Aufstaus eine weitere Versetzungserzeugung ausschließt. Weiteres Korngrenzengleiten wird erst dann ermöglicht, wenn der Aufstau abgebaut wird. Dies kann dadurch geschehen, daß die führende Versetzung über die Korn- bzw. Phasengrenze hinwegläuft, oder aber im Spannungsfeld des Aufstaus in die Korngrenze hineingleitet und sich unter Beibehaltung ihres Burgersvektors entlang der Korngrenze durch Klettern und Gleiten fortbewegt [49]. Im Gegensatz zum gerichtet lamellaren Material liegt beim stranggepreßten Eutektikum ein rekristallisiertes Gefüge mit inkohärenten Phasengrenzen vor, das Klettern von Versetzungen entlang den Korngrenzen wird also nicht durch Interphasen-Netzwerke behindert. Der fortwährende Nachschub von kletternden Versetzungen erlaubt weiteres Korngrenzengleiten, deren Geschwindigkeit durch die Kinetik der in den Korngrenzen kletternden Versetzungen bestimmt wird. Bei der durch die umgebenden Körner bedingten Drehung des α -Korns können die Versetzungen nacheinander in den verschiedenen möglichen Gleitebenen laufen, es tritt keine Längung des Korns in irgendeiner bevorzugten Richtung auf. Bei höheren Spannungen werden so viele Versetzungen erzeugt, daß sie miteinander im Korninneren zu reagieren beginnen. Es entstehen Versetzungsdickichte und Subzellen, und die von den Korngrenzen ausgehenden Versetzungen können die Körner nicht mehr unbehindert überqueren.

Während einer durch Versetzungsbewegung bestimmten stationären Verformung ist die mittlere Versetzungsdichte ρ zeitlich konstant, die Versetzungserzeugungsrate $\dot{\rho}^+$ muß gleich der Versetzungsvernichtungsrate $\dot{\rho}^-$ sein. Für die stationäre Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ gilt

$$\dot{\epsilon}_s = (b/M) l \dot{\rho}^- , \quad (13)$$

wo M ein geometrischer Verknüpfungsfaktor und l der mittlere Laufweg der Versetzungen ist. Es wird angenommen, daß der Hauptbeitrag zu $\dot{\rho}^-$ von Versetzungen herrührt, die in den Korngrenzen klettern und dort vernichtet werden. Unter

diesen Bedingungen folgt [41]

$$\dot{\gamma}^- = \dot{\gamma}_{bc}^- S_v w \quad . \quad (26)$$

$\dot{\gamma}_{bc}^-$ ist die Versetzungsvernichtungsrate durch Klettern in der Korngrenze, S_v die spezifische Korngrenzfläche und w eine charakteristische Breite an den Korngrenzen. Nach Alden [43] läßt sich $\dot{\gamma}_{bc}^-$ ausdrücken durch

$$\dot{\gamma}_{bc}^- = \rho_{bc} v_c / h_c \quad , \quad (27)$$

wo ρ_{bc} die Dichte der kletternden Versetzungen in der Korngrenze, v_c die mittlere Klettergeschwindigkeit und h_c die mittlere Kletterhöhe sind. Setzt man Gl. (26) und (27) in Gl. (13) ein, so folgt

$$\dot{\epsilon}_s = c_1 \rho_{bc} S_v v_c / h_c \quad , \quad (28)$$

mit $c_1 = bw/M$. Je nachdem, ob das betrachtete α -Korn frei von Versetzungsstruktur ist oder nicht, an ein weiteres α -Korn angrenzt oder an ein θ -Korn, müssen mehrere Fälle unterschieden werden:

(a) Korn frei von Subzellen, Interphasenkorngrenze

Im α -Korn befinden sich nur von Korngrenzenquellen ausgehende Aufstaugruppen, es klettert immer nur die erste Versetzung eines Aufstaus. Zur Vereinfachung wird angenommen, daß alle Körner dieselbe Form und Größe haben. Dann ist [24]

$$S_v = 4/3L \quad . \quad (29)$$

Unter der Annahme, daß die Dichte ρ_{bc} der kletternden Versetzungen im Korngrenzvolumen ein konstanter Bruchteil der Dichte ρ_b der Versetzungen im Korngrenzvolumen ist [41] :

$$\rho_{bc} = c_2 \rho_b \quad , \quad (0 \leq c_2 \leq 1) \quad (30)$$

und daß g_b proportional zur Quellendichte q_v ist, folgt

$$g_{bc} = c_3 q_v \quad (30a)$$

Nimmt man ferner an, daß $q_v \propto L^{-3}$ [43], so ergibt sich

$$g_{bc} = c_4 / L^3 \quad (31)$$

Mittlerer Laufweg l und mittlere Aufstaulänge l_a sind identisch. Unter der Annahme einer Kugelform für die Körner folgt aus Gl. (14)

$$l_a \equiv l = (2/3\pi)L \quad (32)$$

Durch Einsetzen in Gl. (20) folgt für die Spannungskonzentration am Kopf eines Aufstaus

$$\sigma_n = (4/3\pi Q_b) \sigma^2 L \quad (33)$$

Für die Klettergeschwindigkeit von Versetzungen im Spannungsfeld eines Aufstaus mit der Spannungsspitze σ_n gilt unter der Voraussetzung, daß sich die Leerstellenkonzentration an den nicht-konservativen Sprüngen im thermischen Gleichgewicht befindet [34]

$$v_c = (c_5/\delta) \left[\exp(\sigma_n b^3/kT) - 1 \right] \exp(-Q_b/kT) \quad (34)$$

δ ist ein charakteristischer Diffusionsweg der von den Versetzungen emittierten Leerstellen, Q_b die auf ein Atom bezogene Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion. Für kleine Spannungen ist $\sigma_n b^3 \ll kT$. Unter der Annahme, daß der Diffusionsweg der Leerstellen $\delta = \delta_0$ konstant ist, folgt nach Einsetzen von Gl. (33) in Gl. (34) und nach Ersetzen von Q_b durch die auf ein mol bezogene Aktivierungsenergie $Q_B = Q_b R/k$

$$v_c \sim c_6 \sigma^2 L \exp(-Q_B/RT) \quad (35)$$

mit $c_6 = 4c_5 b^2 / 3\pi \delta_0 GkT = c_6(T)$. Da alle an einer Korn-
grenze aufgestauten Versetzungen dasselbe Vorzeichen besitzen [34], müssen sie über Entfernungen der Größen-

ordnung $h_c \sim L$ klettern, um sich gegenseitig zu vernichten. Setzt man die Werte für l , g_{bc} , v_c , h_c und S_v in Gl. (28) ein, so erhält man

$$\dot{\epsilon}_s \sim c_7 (\sigma^2/L^3) \exp(-Q_B/RT) , \quad (36)$$

mit $c_7 = 8 c_1 c_4 c_6/9\pi$ und $Q_B = Q_{\alpha\theta}$ ($= Q_S$) für die Verformung im superplastischen Bereich.

(b) Korn frei von Subzellen, Korngrenze zwischen α -Körnern

Gegenüber Fall (a) ändern sich zwei Größen, v_c und h_c . Die Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion Q_B ist nicht mehr gegeben durch $Q_B = Q_{\alpha\theta}$, sondern durch $Q'_B = Q_{\alpha\alpha} = Q_{KGG}^{\alpha}$, vgl. Tabelle 5. Da sich auch der charakteristische Diffusionsweg δ ändern kann, $\delta = \delta'_0$, folgt für die Klettergeschwindigkeit durch Einsetzen in Gl. (34)

$$v_c \sim c'_6 \sigma^2 L \exp(-Q'_B/RT) , \quad (35a)$$

$c'_6 = c_6 \delta_0 / \delta'_0$. Die Kletterhöhe h_c ist durch den mittleren Abstand von Aufstaus auf beiden Seiten der Korngrenze bestimmt, dieser Abstand wiederum durch den mittleren Quellenabstand l_q . Für l_q gilt [24]

$$l_q = 7/6 S_v , \quad (37)$$

und damit

$$h_c = c_8 L \quad (c_8 < 1) . \quad (38)$$

Nach Einsetzen von Gl. (35a) und (38) in Gl. (28) ergibt sich für den Beitrag der Gleitung entlang α -Korngrenzen zur Kriechgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon}_s \sim c'_7 (\sigma^2/L^3) \exp(-Q'_B/RT) , \quad (36a)$$

$c'_7 = 8c_1 c_4 c'_6 / 9\pi c_8$. Da die Verformung entlang α/θ - und α/α -Korngrenzen parallel laufende Vorgänge sind, und die überwiegende Mehrzahl der Korngrenzen vom Typ

α/θ ist, wird die Aktivierungsenergie der Gesamtverformung durch $Q_B = Q_{\alpha\theta}$ gegeben.

(c) Korn enthält Subzellen

Wenn die Subzellgröße $d \ll L$, dann spielen die Korngrenzen eine untergeordnete Rolle bei Versetzungserzeugung und Versetzungsvernichtung. $\dot{\epsilon}$ ist bestimmt durch die Vernichtung von kletternden Versetzungen in den Zellgrenzen. In diesem Fall tritt die Phasengröße nicht als Parameter auf, $\dot{\epsilon}_B$ ist gegeben durch [41]

$$\dot{\epsilon}_S = c_q \sigma^4 \cdot \exp(-Q_V/RT) , \quad (39)$$

wo Q_V die Aktivierungsenergie einer Volumendiffusion ist (für α -Al gilt $Q_V = Q_{SD}^{Al}$). Bei höheren Spannungen läßt sich $\dot{\epsilon}_B$ besser durch

$$\dot{\epsilon}_S = c_{10} \sigma^3 \cdot \sinh(\beta\sigma) \cdot \exp(-Q_V/RT) \quad (40)$$

beschreiben [50]. In einem Zwischenbereich der Spannung, für die $d \sim L$ ist, macht sich die Größenverteilung der α -Körner bemerkbar. Die größeren Körner enthalten bereits Subzellen, die kleineren sind noch frei von Substruktur. Da die Kriechbeiträge des Korngrenzengleitens und der kristallographischen Gleitung additiv sind, liegt noch eine Phasengrößenabhängigkeit vor, der Spannungsexponent nimmt Werte zwischen 2 und 4 an und die Aktivierungsenergie wächst vom Wert für Korngrenzendiffusion auf den Wert für Volumendiffusion in der α -Phase an.

8.3. Verlauf des Spannungsexponenten

Untersuchungen zur Superplastizität [2] , [3] wurden bislang praktisch ausschließlich im dynamischen Zugversuch durchgeführt. Um die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit mit den Werten aus der Literatur vergleichen zu können, ist es zunächst notwendig, etwas näher auf den Zusammenhang zwischen dem Kriechversuch und dem dynamischen Zugversuch ein-

zugehen. Im Kriechversuch wird eine Probe bei konstanter Last oder Spannung gedehnt, die Dehnungsgeschwindigkeit stellt sich entsprechend dem Gefüge ein. Im dynamischen Zugversuch erfolgt die Verformung mit konstanter Dehnungsgeschwindigkeit, gemessen wird die Fließspannung. Die Beziehung zwischen den beiden Versuchsformen läßt sich mit den Diagrammen der Abb. 25 erläutern.

Der Zusammenhang zwischen Verformungsgeschwindigkeit und Fließspannung wird für superplastisches Material bei doppelt-logarithmischer Auftragung von σ über $\dot{\epsilon}$ durch einen S-förmigen Verlauf gekennzeichnet. In Abb. 25a sind für zwei Phasengrößen L_1 und $L_2 > L_1$ die experimentellen Kurven schematisch aufgezeichnet. Da im dynamischen Zugversuch $\dot{\epsilon}$ der freie Parameter ist, schreibt man

$$\sigma = f_5(T, L) \dot{\epsilon}^m \quad (41)$$

Der Geschwindigkeitsexponent $m = (\partial \log \sigma / \partial \log \dot{\epsilon})_{T, L}$ wird allgemein zur Kennzeichnung des superplastischen Zustandes herangezogen. Für $m > 0,3$ tritt Superplastizität auf, d.h. es wird eine außerordentlich hohe Duktilität ($\epsilon_B \gtrsim 1$) beob-

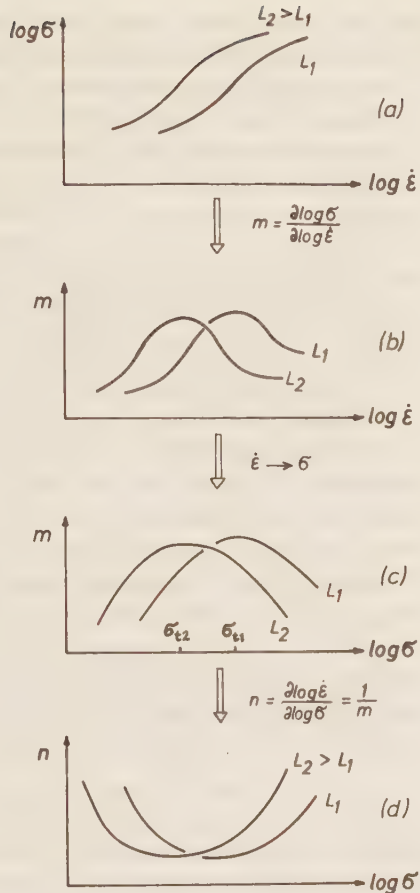


Abb. 25:
Zusammenhang zwischen Meßgrößen
im dynamischen Zugversuch und
im Kriechversuch (schematisch).

achtet. Dies hängt damit zusammen, daß eine lokale Spannungserhöhung in einer superplastischen Zugprobe (z.B. an einer Einschnürung) wegen des hohen Geschwindigkeitsexponenten m nur einen kleinen Unterschied in der Verformungsgeschwindigkeit hervorruft. Die Probe dehnt sich im eingeschnürten Gebiet kaum schneller aus als im nicht-eingeschnürten Gebiet. Dadurch wird auch beim Vorhandensein von Querschnittsunterschieden eine Einschnürung verzögert und ein stabiles Fließen des superplastischen Werkstoffs ermöglicht. In Abb. 25b ist m gegen $\log \dot{\epsilon}$ aufgetragen, es entstehen glockenförmige Kurven mit m -Werten bis zu 0,9 [3]. Maximale Superplastizität tritt bei Verformungsgeschwindigkeiten auf, für die m maximal ist [2], [3].

Für gröberes Gefüge liegt $m_{\max}$ bei kleineren Verformungsgeschwindigkeiten. Aus den Kurven der Abb. 25a läßt sich auch eine Auftragung von m über $\log \dot{\sigma}$ konstruieren, Abb. 25c. Beim Übergang von der Darstellung von m in Abhängigkeit von $\dot{\epsilon}$ zur Auftragung über $\dot{\sigma}$ tritt eine relative Verschiebung der Kurven auf. Maximale Superplastizität wird bei der Spannung $\dot{\sigma}_t$ beobachtet, für die $m = m_{\max}$ ist. Bei Anwachsen der Spannung nimmt m ab und es tritt ein Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechverhalten auf. Da Gl. (41) nur die inverse Schreibweise von Gl. (4) ist, mit

$$m = (\partial \log \dot{\sigma} / \partial \log \dot{\epsilon})_{T,L} = 1/n, \quad (4b)$$

kann man die Kurven von Abb. 25c sofort in die Abhängigkeit des Spannungsexponenten n von der Spannung transformieren, Abb. 25d. In dieser Darstellung ist maximale Superplastizität mit minimalen Werten des Spannungsexponenten verbunden, der Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechbereich beginnt bei $\dot{\sigma}_t$ und wird durch das Abbiegen der Spannungsexponentenkurve zu höheren n charakterisiert. Das superplastische Kriechverhalten bleibt für feines Gefüge bis zu höheren Spannungen erhalten als für grobes Gefüge.

Unter Berücksichtigung der Substruktur in der α -Phase kann man die Abhängigkeit des Spannungsexponenten von Span-

nung, Temperatur und Phasengröße ableiten. Die Betrachtung läßt sich deshalb auf die α -Phase beschränken, weil im untersuchten Temperaturbereich die θ -Phase nur unwesentlich an der Verformung teilnimmt, vgl. Abb. 22. Zwischen Spannung und Subzellgröße im α -Al-Mischkristall gilt die Beziehung

$$\bar{\sigma} \sim k(c)d^{-3/2} . \quad (8a)$$

Im einphasigen Material wird die Subzellgröße dann kleiner als die Phasengröße L_1 im partikelförmigen Aggregat, wenn die Spannung größer als $\bar{\sigma}_1$ wird, Abb. 26. Im eutektischen Aggregat entstehen also für Spannungen $\bar{\sigma} > \bar{\sigma}_1$ Subzellen, und das superplastische Verhalten geht verloren. Im Diagramm von n über $\bar{\sigma}$ entspricht dies einem Abbiegen der Spannungsexponentenkurve von $n \sim 2$ bei $\bar{\sigma}_1$. Eine analoge Betrachtung für eine α -Al Phasengröße $L_2 > L_1$ zeigt, daß das superplastische Verhalten bei einer Spannung $\bar{\sigma}_2 < \bar{\sigma}_1$ verlorenght, entsprechend einem früheren Abbiegen der Spannungsexponentenkurve zu Werten $n > 2$. Die schematischen Kurven der Abb. 26 haben denselben Verlauf wie die experimentellen Kurven in Abb. 19.

Die Abhängigkeit der Spannungsexponentenkurve von der Temperatur kann mit einer ähnlichen Modellüberlegung erklärt werden. In Abb. 27 ist die Al-reiche Ecke des Al-Cu Phasendiagramms angedeutet. Im Mischkristallbereich nimmt die Cu-Konzentration der α -Matrix mit zunehmender Temperatur zu. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Subzellgröße ist entsprechend Gl. (8a) und (9) für zwei einphasige α -Mischkristalle mit unterschiedlichen Cu-Konzentrationen c_1 und c_2 dargestellt. Da die Matrixkonzentration im zweiphasigen Eutektikum temperaturabhängig ist, entsprechen diese beiden Kurven zwei unterschiedlichen Temperaturen T_1 und T_2 für das partikelförmige Aggregat: Die Konzentrationsabhängigkeit der Subzellgröße im einphasigen Material hat eine Temperaturabhängigkeit der Subzellgröße im zweiphasigen Material zur Folge. Im Mischkristall wächst die Subzellgröße bei einer festen Spannung mit zunehmender Konzentration. Für zweiphasiges Material mit einer α -Phasengröße L geht bei der Temperatur T_1 das super-

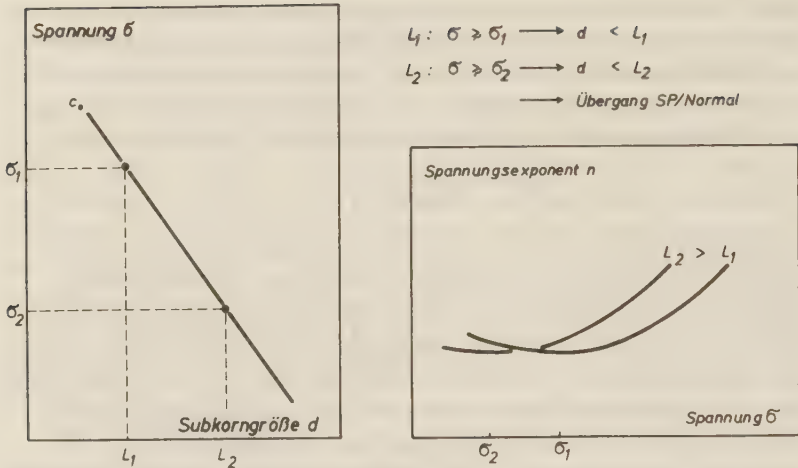


Abb. 26: Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechverhalten: Abhängigkeit von der Phasengröße L (schematisch). Erklärung im Text.

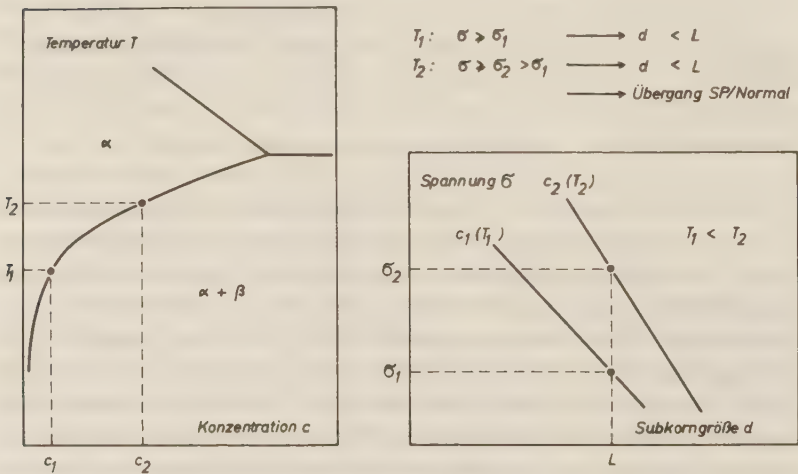


Abb. 27: Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechverhalten: Abhängigkeit von der Temperatur T (schematisch). Erklärung im Text.

plastische Verhalten für Spannungen größer als σ_1 verloren. σ_1 ist diejenige Spannung, bei der im einphasigen Material der Cu-Konzentration c_1 die Subzellgröße $d(c_1) < L$ wird. Bei der Temperatur T_2 folgt mit einer analogen Überlegung eine Abnahme der superplastischen Eigenschaften des zweiphasigen Aggregats bei Spannungen $\sigma > \sigma_2 > \sigma_1$. Der Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechverhalten sollte also bei fester Phasengröße mit zunehmender Temperatur bei höheren Spannungswerten eintreten. Ein Vergleich mit Abb. 17 zeigt, daß dies bei Material mit $L = 2,4 \mu\text{m}$ erst bei Temperaturen oberhalb etwa 650 K gilt. Eine Erklärung wird im nächsten Abschnitt gebracht.

8.4. Superplastische Übergangsspannung

Der Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechbereich vollzieht sich etwa bei der Spannung σ_t . Da diese Übergangsspannung mit der jeweiligen Phasengröße korreliert ist, erwartet man gemäß Gl. (8a) eine Abhängigkeit

$$\sigma_t = k(c) L^{-3/2} . \quad (42)$$

Abb. 28a zeigt die Gültigkeit dieser Beziehung für partikel-förmiges Gefüge mit Phasengrößen zwischen $2,3$ und $7,7 \mu\text{m}$ (über α und θ gemittelt) bei 793 K. Die experimentellen Punkte wurden aus Ergebnissen von Holt und Backofen [19] bestimmt. Der zur Versuchstemperatur gehörende $k(c)$ -Wert wurde aus Abb. 21b durch Extrapolation gewonnen. Die in Abb. 28a eingezeichnete theoretische Gerade wurde den experimentellen Ergebnisse mit einem empirischen Korrekturfaktor angepaßt, der seinen Ursprung in der unterschiedlichen Subzellausbildung im einphasigen und im zweiphasigen Material besitzt.

Aus Phasendiagramm, Konzentrationsabhängigkeit der Proportionalitätskonstante $k(c)$, Korrekturfaktor und der Bedingung $d \gg L$ für superplastische Verformung läßt sich eine theoretische Kurve für den Verlauf der Übergangsspannung σ_t mit der Temperatur angeben, Abb. 28b. Man sieht, daß die experimentell bestimmten Werte für σ_t nur oberhalb von

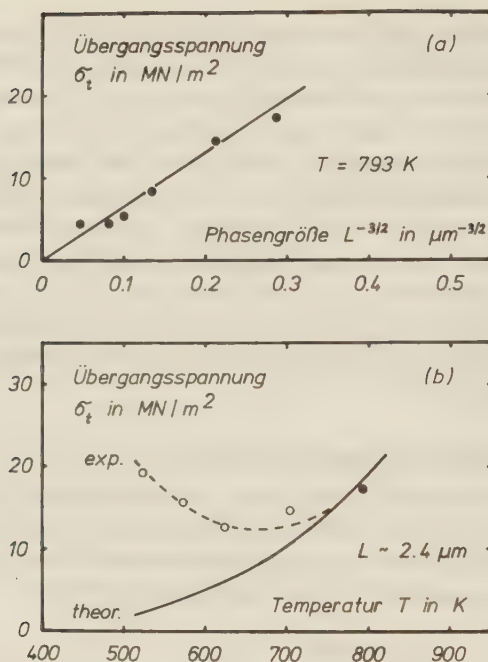


Abb. 28: Experimentelle und theoretische Abhängigkeit der Übergangsspannung σ_t von Phasengröße (a) und Temperatur (b). Volle Meßpunkte nach [19] .

650 K auf die theoretische Kurve fallen. Unterhalb von 600 K steigen die experimentellen Werte für σ_t sogar mit abnehmender Spannung wieder an. Diese Inversion kann durch die im Anhang eingeführten Begriffe der Einfrieretemperatur T_e und der Grenztemperatur T_g erklärt werden: Bei der Materialherstellung wird eine bestimmte phasengrößenabhängige Cu-Konzentration in der α -Matrix eingefroren, die sog. Einfrierkonzentration c_e . Aus Abb. 29 im Anhang folgt für Material mit $L = 2,4 \mu\text{m}$ eine Einfrierkonzentration von ca. 2 Gew. % Cu. Die Grenztemperatur ist diejenige Temperatur, unterhalb der sich während eines Kriechversuchs keine dem Phasendiagramm

entsprechende Gleichgewichtskonzentration in der α -Matrix einstellt. Die Grenztemperatur liegt für die betrachtete Phasengröße bei ca. 600 K, vgl. Anhang 2. Es müssen folgende zwei Fälle unterschieden werden:

- (a) $T < T_g$: Die Cu-Konzentration der α -Matrix nimmt aus kinetischen Gründen mit zunehmender Versuchstemperatur gegenüber der Einfrierkonzentration ab, liegt aber oberhalb der Gleichgewichtskonzentration. Auch während eines Kriechversuchs ist die Cu-Konzentration nicht konstant, sondern nimmt als Funktion der Zeit (und damit der Dehnung) ab.
- (b) $T \geq T_g$: Die Cu-Konzentration der α -Matrix ist gleich der Gleichgewichtskonzentration und wächst mit zunehmender Temperatur. Während eines Kriechversuchs ist die Cu-Konzentration konstant.

Für $T < T_g$ sinkt die Übergangsspannung σ_t mit zunehmender Temperatur entsprechend der abnehmenden Cu-Konzentration der Matrix, für $T \geq T_g$ steigt σ_t infolge der zunehmenden Cu-Konzentration mit wachsender Temperatur an.

8.5. Partikelverstärkung und Bruchverhalten

Die Verstärkung der α -Matrixlegierung durch Einlagerung von harten θ -Partikeln beruht sowohl im superplastischen als auch im normalen Kriechbereich darauf, daß die angelegte Last von beiden Phasen getragen wird [1]. Da sich die θ -Phase im betrachteten Spannungs- und Temperaturbereich kaum plastisch verformt, kann sich die an den Phasengrenzen fest mit dem θ verbundene α -Matrix ihrerseits nicht unbehindert verformen. Die Verformungsbehinderung durch die eingelagerten Partikel resultiert in einem komplexen dreiachsigen Spannungszustand um jedes θ -Korn herum. Die α -Matrix verspürt eine reduzierte angelegte Spannung mit einer zusätzlichen hydrostatischen Zugkomponente [51]. Mit zunehmender angelegter Spannung wächst die hydrostatische Spannung unter Umständen bis zu einem Mehrfachen der Fließspannung des un-

behinderten Matrixmaterials an. Da die Phasengrenzen des Aggregats nicht regelmäßig verteilt und geformt sind, ändert sich die mittlere freie Matrixweglänge von Ort zu Ort. Dies hat zur Folge, daß die Einzwängung der Matrix eine komplizierte Ortsfunktion ist und die Partikelverstärkung nicht direkt mit den mechanischen Eigenschaften der einzelnen Komponenten korreliert werden kann.

Die Rolle der Θ -Phase besteht nicht nur darin, einen Teil der angelegten Last zu übernehmen, sondern auch Kornwachstum in der α -Phase zu behindern. Die Stabilisierung der kleinen Körner ist eine wesentliche Voraussetzung für stationäre superplastische Verformung [2] .

Das Bruchverhalten des partikelförmigen Aggregats wird von der Θ -Phase bestimmt. Ein Riß entsteht zuerst dort, wo einzelne Θ -Körner nicht vollkommen von α umgeben sind und sich wie im einachsigen Zug der reinen Phase verhalten [52] . Dies können Gebiete am Probenrand sein oder an solchen Stellen im Probeninneren, wo mehrere Θ -Körner zusammenstoßen. Nachdem der Riß spröde durch ein Θ -Korn hindurchgelaufen ist, gelangt er an eine Interphasengrenze. Der Riß muß nun durch die α -Matrix laufen, wobei die Rißspitze infolge plastischer Verformung abgeflacht wird. An der nächsten Phasengrenzfläche breitet sich der Riß je nach der Orientierung des Korns entweder durch das Θ aus, oder er läuft an der Interphasengrenzfläche entlang, oder weiter durch die α -Matrix. Die Bruchfläche zeigt plastisch verformte α -Matrix, in der unverformte bzw. spröde gebrochene Θ -Körner zum Vorschein kommen, Abb. 14.

IV. Zusammenfassung

Die Kriecheigenschaften des binären Al-CuAl₂-Eutektikums wurden für Temperaturen zwischen 500 und 700 K und Spannungen von 5 bis 130 MN/m² für zwei Phasenstrukturen (lamellar und partikelförmig) ermittelt. Im Mittelpunkt der Untersuchung stand dabei der Einfluß des Dispersitätsgrades der eutektischen Bestandteile auf das allgemeine Verformungsverhalten und auf die Versetzungsstruktur in den einzelnen Phasen.

Lamellares Gefüge wurde durch kontrollierte Erstarrung erzeugt: In Kokillen gegossenes eutektisches Material bildete ein polykristallines Gefüge mit gebietsweise parallel angeordneten Lamellen aus α -Al und CuAl₂. Bei einsinnig gerichteter Erstarrung entstand eine regelmäßige lamellare Struktur. Die Lamellenbreite λ ließ sich durch Regelung der Erstarrungsgeschwindigkeit zwischen 0,4 und 3,3 μm variieren.

Angeliefertes stranggepreßtes Eutektikum hatte ein partikelförmiges Gefüge mit einer gleichachsigen Verteilung der Phasen. Das Ausgangsmaterial wurde durch verschieden langes Auslagern bei 0,99 T_m vergrößert, der Phasendurchmesser L lag zwischen 2,4 und 20 μm .

Die Kriechgeschwindigkeit des gegossenen lamellaren Materials war durch die Beziehung

$$\dot{\epsilon} = \text{const} (\sigma^n / \lambda^2) \exp(-Q_b / RT)$$

gegeben. Es konnte gezeigt werden, daß die Verformung durch Abgleiten der eutektischen Körner entlang ihrer Grenzen stattfand, wobei die an den Korngrenzen ineinandergreifenden Lamellen die beobachtete Phasengrößenabhängigkeit bewirkten.

Die Kriecheigenschaften des einsinnig gerichtet erstarrten Gefüges waren durch die Eigenschaften der CuAl₂-Phase bestimmt. Die Kriechdehnung setzte sich zusammen aus der plastischen Dehnung beider Phasen und der durch Spaltung einzelner CuAl₂-Lamellen erzeugten Dehnung. Unter Berücksichtigung der Gleitbedingungen in den CuAl₂-Lamellen wurde für die

Kriechgeschwindigkeit ein Ausdruck

$$\dot{\epsilon} = \text{const } \sigma^n \lambda \exp(-Q^0/RT)$$

abgeleitet, der den experimentell gefundenen Abfall der Kriechfestigkeit mit zunehmendem Lamellenabstand erklären konnte.

Beim partikelförmigen Eutektikum lagen zwei Verformungsbereiche vor. Im normalen Kriechbereich wurden Spannungsexponenten $n \geq 4$ gemessen, die α -Phase zeigte eine Versetzungsstruktur mit Subzellen, die Aktivierungsenergie war diejenige von Al-Volumendiffusion. Bei abnehmender Spannung trat superplastische Verformung auf, die durch sehr hohe Bruchdehnungen, Spannungsexponenten $n \sim 2$, das Fehlen einer Versetzungsstruktur in der α -Phase und durch eine erniedrigte Aktivierungsenergie charakterisiert war. Der Übergang vom superplastischen zum normalen Kriechverhalten war mit derjenigen Spannung korreliert, für welche die im einphasigen α -Material entstehenden Subzellen kleiner wurden als die α -Phasengröße im eutektischen Aggregat. Aus dem am reinen α -Al bestimmten Zusammenhang

$$\sigma \sim k(c)d^{-3/2}$$

konnte der Verlauf des Spannungsexponenten und der Übergangsspannung in Abhängigkeit von Phasengröße und Temperatur abgeleitet werden. Die Kriechverformung wurde in Anlehnung an ein Modell von Ball und Hutchison durch das Zusammenwirken von Gleiten entlang Phasengrenzen und kristallographischer Verformung erklärt, wobei das Klettern von Versetzungen in der Interphasengrenze als geschwindigkeitsbestimmender Teilschritt angenommen wurde. Die hieraus resultierende Beziehung

$$\dot{\epsilon} = \text{const } (\sigma^2/L^3) \exp(-Q_B/RT)$$

stimmte gut mit den experimentellen Werten überein.

Aus den gewonnenen Ergebnissen lassen sich zwei Folgerungen von praktischer Bedeutung ziehen:

- (a) Bei feindispersen Schicht-Verbundwerkstoffen wird eine Erhöhung der Kriechfestigkeit durch eine Verminderung

des Phasenabstandes erreicht. Der Verwendungsbereich muß demnach so ausgelegt sein, daß eine Vergrößerung der verstärkenden Phase vermieden wird; denn bei der Vergrößerung wird der Phasenabstand v.a. in Fehlergebieten erhöht und die Kriechfestigkeit erniedrigt.

- (b) Alle diejenigen Werkstoffe sollten superplastisch verformt werden können, die bei der Warmverformung eine Subzellstruktur ausbilden und bei denen die strukturelle Voraussetzung eines sehr feinen und stabilen Kornes erfüllt ist.

V. Anhang

(1) Auswertung der Kriechkurven

Meßgrößen waren die Last P , die Temperatur T , der anfängliche Probenquerschnitt F_0 , die anfängliche Probenlänge l_0 und die zeitliche Änderung $\Delta l(t)$ der Probenlänge $l(t) = l_0 + \Delta l(t)$. Zur quantitativen Auswertung der Kriechkurven wurde die auf die momentane Länge bezogene Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ logarithmisch gegen die natürliche Dehnung $\epsilon = \ln(1 + \Delta l/l_0)$ aufgetragen. Die Vorteile dieser Auftragung sind von Blum und Ilschner diskutiert worden [53]. Unter der Annahme, daß sich die Abhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ von der Spannung σ durch einen Ausdruck

$$\dot{\epsilon}_s = f_1(T) \sigma^n \quad (4)$$

darstellen läßt, gilt wegen

$$\sigma = P/F(t) = \sigma_0 (1 + \Delta l/l_0), \quad \sigma_0 = P/F_0$$

die Beziehung

$$\log \dot{\epsilon} = \log(f_1 \sigma_0^n) + n \cdot 0,4343 \cdot \epsilon \quad (43)$$

Der erste Term ist bei konstanter Last, Temperatur und Substruktur konstant. Die Auftragung von $\log \dot{\epsilon}$ gegen ϵ ergibt unter den Bedingungen von Volumenkonstanz und Gleichmaßdehnung eine Gerade, deren Steigung durch den Spannungsexponenten n gegeben ist. Übergangskriechen und Einschnürungen werden durch Abbiegen von dieser Geraden sichtbar.

Eine andere Bestimmung von n erhält man durch Spannungswechsel und Extrapolation der stationären Kriechgeschwindigkeiten auf die Dehnung beim Wechsel gemäß

$$n = (\partial \log \dot{\epsilon}_s / \partial \log \sigma)_{\epsilon, T} \sim (\Delta \log \dot{\epsilon}_s / \Delta \log \sigma)_{\epsilon, T} \quad (4a)$$

Der integrale Steigungsexponent n' , der sich nach Gl. (43) aus dem Anstieg bestimmen läßt, stimmt dann gut mit dem differentiellen Spannungswechsel-exponenten n nach Gl. (4a) überein, wenn die Teilchenstruktur während des Kriechvorgangs konstant bleibt und die Versetzungssubstruktur sich unbehindert ausbilden kann.

(2) Konzentrationsanalyse

Bei der Bestimmung des Cu-Gehalts der α -Phase muß unterschieden werden zwischen der experimentell zugänglichen Cu-Konzentration bei Raumtemperatur und der während des jeweiligen Versuchs vorliegenden Konzentration. Grundsätzlich läßt sich der Gehalt einer gelösten Atomart in einem Mischkristall durch mehrere Methoden bestimmen, z.B. durch

- (a) Messung des Energieverlusts schneller Elektronen nach Transmission durch dünne Schichten des Matrixmetalls (energiedispersive Durchstrahlung, EDD),
- (b) Messung der Fluoreszenzstrahlungsintensität (Mikrosonde, MS),
- (c) Messung der konzentrationsabhängigen Gitterkonstante des Matrixkristalls (Röntgenfeinstrukturanalyse, RFS).

Aus Messungen nach Methode (a) von Spalding et.al. [54] an klatschabgeschrecktem Al-CuAl₂-Eutektikum mit einem Lamellenabstand von 0,1 μm wurde eine Cu-Konzentration der α -Matrix von 1,21 Gew.% ermittelt, Abb. 29. Dieser Wert stellt wegen der sehr hohen Abkühlgeschwindigkeit eine obere Grenze für die Cu-Konzentration eines partikelförmigen Gefüges mit ähnli-

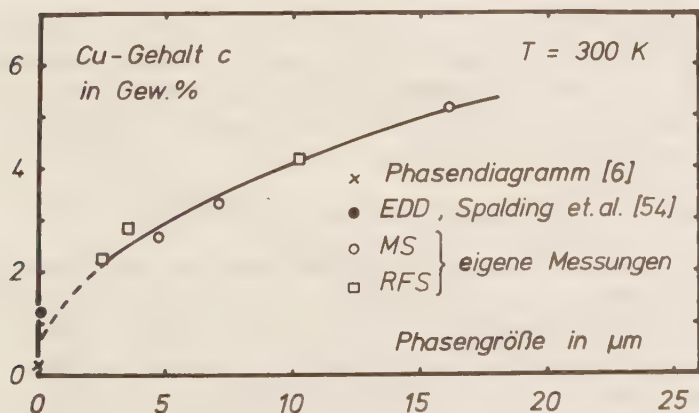


Abb. 29: Cu-Gehalt c in der α -Phase bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Phasengröße.

cher Phasengröße dar. Die untere Grenze wird durch die Gleichgewichtskonzentration nach dem Phasendiagramm gegeben. Methode (b) war wegen des räumlichen Auflösungsvermögens für die Fluoreszenzstrahlung auf Phasengrößen über ca. 3 μm begrenzt. Mit drei Mischkristalllegierungen (Al mit 0,135, 0,625 und 1,08 Gew.% Cu) wurde eine Eichgerade aufgestellt und die Cu-Konzentration der α -Phase für drei partikelförmige eutektische Proben linear extrapoliert, Abb. 29. Der derart bestimmte Cu-Gehalt muß dabei nicht in gelöster Form in der Matrix vorliegen, er gibt lediglich Aufschluß über diejenige Cu-Konzentration, die in den α -Körnern bei der Probenherstellung eingefroren wurde und sich nicht mehr an der umgebenden θ -Phase ausscheiden konnte. Mit der Methode (c) wurde aus der bekannten Änderung der Gitterkonstante von Al durch gelöstes Cu [55] die Konzentration von drei weiteren partikelförmigen Proben ermittelt, Abb. 29. Die Analyse geschah sofort nach dem Abschrecken der Proben und könnte durch Gitterverzerrungen (unterschiedliche Ausdehnungskoeffizienten von α und θ) verfälscht sein. Durch alle Meßpunkte von Abb. 29 ließ sich eine Kurve hindurchzeichnen, die sich für zunehmende Phasengröße asymptotisch der Löslichkeitsgrenze des Cu in Al näherte.

Der gelöste Cu-Anteil in den α -Lamellen gerichtet erstarrter Proben läßt sich nach der folgenden Überlegung berechnen: Ein über ein Temperaturintervall zeitlich veränderlicher Diffusionskoeffizient $D(t)$ einer gelösten Komponente kann nach Armstrong [56] approximiert werden durch

$$\int_0^t D(t) dt = \int_0^t D_0 \exp\left\{-Q/[R(T_0 - St)]\right\} dt \sim D(T_0) RT_0^2 / QS. \quad (44)$$

Die Ableitung beruht auf der Annahme einer bei der Temperatur T_0 beginnenden linearen Abkühlung mit der Abkühlrate S . Q ist die Aktivierungsenergie der Diffusion der gelösten Atomart. Die Einwirkung der zeitlich variablen Diffusion läßt sich demnach durch die Diffusion bei der Temperatur T_0 für eine Zeit RT_0^2 / QS beschreiben. Diese Betrachtung wurde von Livingston [57] auf faserförmig erstarrende Eutektika angewandt,

sie kann aber auch zur Ermittlung der Diffusionsverhältnisse in lamellaren Gefügen herangezogen werden: Bei der gerichteten eutektischen Erstarrung ist die Abkühlrate S gegeben durch das Produkt aus Temperaturgradient G und Absenkgeschwindigkeit V ,

$$S = G \cdot V. \quad (45)$$

Für den mittleren Diffusionsweg $\bar{x}$ von Cu-Atomen in der α -Matrix nach der Erstarrung folgt nach Einsetzen von Gl.(1), (44) und (45) in die Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung $\bar{x}^2 = 2Dt$:

$$\bar{x}^2 = 2R\lambda^2 D(T) T^2 / Q_{Cu} G A^2. \quad (46)$$

Aus der Bedingung $\bar{x} = \lambda/4$ erhält man diejenige Temperatur T_e , bei der die Cu-Atome in der α -Matrix eingefroren werden:

$$D(T_e) T_e^2 = Q_{Cu} G A^2 / 4R. \quad (47)$$

Aus einer Zusammenstellung von Diffusionswerten von Cu in Al [31] folgt $Q_{Cu} \sim 137$ kJ/mol. Die Proportionalitätskonstante A wurde in Abschnitt 2.2 zu ca. $5,15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{3/2} \text{ h}^{-1/2}$

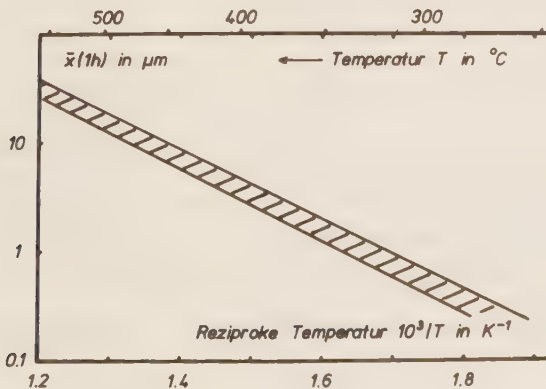


Abb. 30: Mittlerer Diffusionsweg $\bar{x}$ von Cu in α -Al nach 1 h als Funktion der Diffusionstemperatur T , nach [31].

bestimmt, G war ca. 130 K/cm . Für die Einfriertemperatur folgt aus Gl. (47) $T_e \sim 700 \text{ K}$, die eingefrorene Cu-Konzentration beträgt somit nach dem Phasendiagramm (und unabhängig von der Lamellenbreite) $c_e \sim 2 \text{ Gew.}\%$.

Die während eines Kriechversuchs vorliegende Cu-Konzentration wird durch Ausgangskonzentration, Versuchstemperatur, Versuchszeit und Phasengröße bestimmt. Um eine möglichst gleichmäßige Konzentrationsverteilung zu gewährleisten, wurden alle Kriechproben vor Versuchsbeginn 1h bei der Versuchstemperatur homogenisiert. Aus der Temperaturabhängigkeit des mittleren Diffusionsweges in 1h ließ sich abschätzen, welche Konzentration während eines Versuchs jeweils vorlag, Abb. 30. Für jede Phasengröße gab es eine Grenztemperatur T_g , unterhalb der sich aus kinetischen Gründen keine Gleichgewichtskonzentration in der α -Phase einstellte.

VI. Literaturverzeichnis

- [1] A.Kelly in A.Kelly u. R.B.Nicholson (Hrsg.), Strengthening Methods in Crystals, Elsevier Publ.Co., Amsterdam (1971), S. 433/84
- [2] R.H.Johnson Met.Rev. 15, 146 (1970) 115/34
- [3] G.J.Davies J.W.Edington, C.P.Cutler u. K.A.Padmanabhan J.Mater.Sci. 5 (1970) 1091/1102
- [4] M.J.Salkind, F.D.George, F.D.Lemkey u. B.J.Bayles Final Report Contract N0w 65-0384-d, May 1966, AD 633241, United Aircraft Research Labs., East Hartford, Conn.
- [5] R.Kossowsky u. W.C.Johnston Trans.Met.Soc.AIME 245 (1969) 1826/29
- [6] M.Hansen u. K.Anderko Constitution of Binary Alloys, McGraw-Hill Book Co., New York (1958)
- [7] W.A.Tiller in Liquid Metals and Solidification, Amer.Soc.Metals, Cleveland, Ohio (1958), S. 276/318
- [8] W.A.Tiller K.A.Jackson, J.W.Rutter u. B.Chalmers Acta Met. 1 (1953) 428/37
- [9] H.W.Weart u. D.J.Mack Trans.Met.Soc.AIME 212 (1958) 664/70
- [10] L.M.Hogan in N.Herman (Hrsg.), Advances in Materials Research, Vol.5, John Wiley & Sons, New York (1971), S. 83/216
- [11] R.W.Kraft u. D.L.Albright Trans.Met.Soc.AIME 221 (1961) 95/102
- [12] J.D.Livingston, H.E.Cline, E.F.Koch u. R.R.Russell Acta Met. 18 (1970) 399/404
- [13] S.Mönch u. H.E.Exner Z.Metallkde 59 (1968) 356/61
- [14] C.Wagner Z.Elektrochem. 65 (1961) 581/91
- [15] R.D.Schmidt-Whitley C.P.G.E. Dissertation, Cambridge Univ., (1969)
- [16] L.D.Graham u. R.W.Kraft Trans.Met.Soc.AIME 236 (1966) 94/102

- [17] A.Fuchs Dissertation, Univ. Erlangen-Nürnberg, (1968)
- [18] J.Haußelt Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, (1971)
- [19] D.L.Holt u.
W.A.Backofen ASM Trans.Quart. 59 (1966) 755/68
- [20] T.H.Alden u.
H.W.Schadler Trans.Met.Soc.AIME 242 (1968) 825/32
- [21] K.Nuttall u.
R.B.Nicholson Phil.Mag. 17 (1968) 1087/91
- [22] A.Ball u.
M.M.Hutchison Metal Sci.J. 3 (1969) 1/7
- [23] H.W.Hayden
R.C.Gibson
H.F.Merrick u.
J.H.Brophy ASM Trans.Quart. 60 (1967) 3/14
- [24] R.T.DeHoff u.
F.N.Rhines Quantitative Microscopy, McGraw-Hill Book Co., New York (1968)
- [25] A.K.Mukherjee,
J.Bird u.
J.E.Dorn ASM Trans.Quart. 62 (1969) 155/79
- [26] J.J.Jonas,
C.M.Sellars u.
W.J.McG.Tegart Met.Rev. 14, 130 (1969) 1/24
- [27] G.P.Airey Ph.D.Thesis, Univ. Sheffield (1964)
zitiert in [26]
- [28] R.Labusch phys.stat.sol. 41 (1970) 659/69
- [29] J.R.Cotner u.
W.J.McG.Tegart J.Inst.Metals 27 (1969) 73/79
- [30] T.S.Lundy u.
J.F.Murdock J.Appl.Phys. 33 (1962) 1671/73
- [31] J.B.Murphy Acta Met. 9 (1961) 563/9
- [32] S.L.Robinson u.
O.D.Sherby phys.stat.sol. (a) 1 (1970) K119/22
- [33] C.A.P.Horton Acta Met. 18 (1970) 1159/68
- [34] J.Friedel Dislocations, Addison-Wesley Publ. Co., Reading, Mass. (1964)
- [35] B.R.Butcher u.
H.R.Pettit Appl.Mat.Res. 4 (1965) 168/72
- [36] B.R.Butcher,
G.C.Weatherly u.
H.R.Pettit Metal Sci.J. 3 (1969) 7/13
- [37] M.F.Ashby
R.Raj u.
R.C.Gifkins Scripta Met. 4 (1970) 737/42

- [38] A.S.Yue
F.W.Crossman,
A.E.Vidoz u.
M.I.Jacobsen Trans.Met.Soc.AIME 242 (1968) 2441/52
- [39] J.L.Walter u.
H.E.Cline Met.Trans. 1 (1970) 1221/29
- [40] G.C.Weatherly Metal Sci.J. 2 (1968) 25/27
- [41] W.Blum phys.stat.sol.(b) 45 (1971) 561/71
- [42] W.Blum private Mitteilung
- [43] T.H.Alden Acta Met. 17 (1969) 1435/40
- [44] R.W.Hertzberg,
F.D.Lemkey u.
J.A.Ford Trans.Met.Soc.AIME 233 (1965) 342/54
- [45] F.W.Crossman,
A.S.Yue u.
A.E.Vidoz Trans.Met.Soc.AIME 245 (1969) 397/406
- [46] H.W.Hayden u.
J.H.Brophy ASM Trans.Quart. 61 (1968) 542/9
- [47] T.H.Alden ASM Trans.Quart. 61 (1968) 559/67
- [48] H.P.Stüwe Z.Metallkde 61 (1970) 704/10
- [49] T.G.Langdon Mater.Sci.Eng. 7 (1971) 117/18
- [50] C.R.Barrett u.
W.D.Nix Acta Met. 13 (1965) 1247/58
- [51] R.H.Krock in L.J.Broutman u. R.H.Krock (Hrsg.),
Modern Composite Materials, Addison-
Wesley Publ.Co., Reading, Mass.
(1967), S. 455/78
- [52] R.H.Krock u.
L.A.Shepard Trans.Met.Soc. AIME 227 (1963) 1127/34
- [53] W.Blum u.
B.Ilschner phys.stat.sol. 20 (1967) 629/42
- [54] D.R.Spalding,
R.E.Villagrana u.
G.A.Chadwick Phil.Mag. 20 (1969) 471/88
- [55] E.C.Ellwood u.
J.M.Silcock J.Inst.Metals 74 (1948) 457/67
- [56] H.L.Armstrong Trans.Met.Soc.AIME 212 (1958) 450/51
- [57] J.D.Livingston J.Appl.Phys. 41 (1970) 197/204

Herrn Prof. Dr. B. Ilschner danke ich für die Übertragung dieser interessanten Arbeit und für die wissenschaftliche Betreuung bei ihrer Durchführung.

Mein Dank gilt ferner Herrn Dr. W. Blum für viele anregende Gespräche sowie allen anderen Angehörigen des Instituts, die durch sachliche Hilfe und Diskussion die Arbeit förderten.

Herr Dr. G. Ibe vom Leichtmetall-Forschungsinstitut der Vereinigten Aluminium-Werke AG in Bonn hat freundlicherweise das stranggepreßte Eutektikum zur Verfügung gestellt, die Aluminiumzentrale e.V. unterstützte die Arbeit durch eine Spende.

Lebenslauf

Am 30. März 1942 wurde ich, Robin Dirk Schmidt-Whitley, als zweites Kind des Regierungsdirektors Dipl.-Ing. Friedrich Heinrich Schmidt-Whitley und seiner Ehefrau Nancy Cameron Schmidt-Whitley geb. Whitley in Nürnberg geboren. Seit dem 19. Juni 1970 bin ich mit Elizabeth Schmidt-Whitley geb. Barbet-Massin verheiratet.

Nach dem Kriegsende lebte ich zunächst in England. Dort besuchte ich ab 1947 die St. Cedd's School in Chelmsford, ab 1950 die Northaw Preparatory School in der Nähe von Ashford. 1952 wurde ich Schüler am Neuen Gymnasium in Regensburg, von 1953 bis zur Reifeprüfung im Juli 1961 besuchte ich das Ernestinum in Coburg.

Im Wintersemester 1961/62 begann ich an der Universität Erlangen-Nürnberg mit dem Studium der Mathematik und Physik. Die Diplomvorprüfung für Physik legte ich im Februar 1965 ab. Meine Diplomarbeit, die ich am 3. Physikalischen Institut anfertigte (Leiter: Prof. Dr. N. Fiebig), hatte das Thema "Formverteilung von Impulsen eines Ge(Li)-Detektors nach Absorption von Gammastrahlung". Nach der Diplomprüfung im Juli 1968 hielt ich mich mit finanzieller Unterstützung des DAAD für ein Jahr an der Universität Cambridge auf. Für meine am Engineering Department (Leiter: Prof. E.W. Parkes) durchgeführte Arbeit "The Effect of Pulsed Loading on the Room-Temperature Creep of a Lead-Antimony Alloy" erhielt ich das Certificate of Post-Graduate Study in Engineering (C.P.G.E.).

Im September 1969 begann ich am Institut für Werkstoffwissenschaften I der Technischen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg unter der Anleitung von Prof. Dr. B. Ilschner an einer Dissertation mit dem Thema "Einfluß von Form und Größe der Phasen auf das Kriechverhalten des Al-CuAl₂-Eutektikums" zu arbeiten. Seit Juli 1971 verwalte ich die Stelle eines wissenschaftlichen Assistenten.

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990